PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7 — 1. April 1936. Redaktionsschluß für Nr. 9 am 14. April 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Scheffers und J. Stark, Einfluß des elektrischen Feldes auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch. S. 217.

H. Scheffers, Zur Auswertung der Atomstrahlversuche im elektrischen Feld. S. 220.

Th. Sexl, Die Zertrümmerbarkeit der Elemente. S. 221.

Berichte:

H. Bomke, Neuere Ergebnisse und Methoden der Vakuumspektroskopie. S. 222.

Besprechungen:

H. J. von Braunmühl und W. Weber, Einführung in die angewandte Akustik, insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung u. Schallaufzeichnung. S. 260.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 14. S. 261.

W. Kinttof, Schulversuche zur Chemie der Kampfstoffe. S. 261.

H. Lorenz, Ballistik. Die mechanischen und thermischen Grundlagen der Lehre vom Schuß. S. 261.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommerhalbjahr 1936. S. 262.

ABHANDLUNGEN.

Einfluß des elektrischen Feldes auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch.

Von H. Scheffers und J. Stark.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In einer früheren Arbeit[1]) haben wir den Einfluß starker elektrischer Felder auf die Alkaliatome im Atomstrahlversuch untersucht. Es zeigte sich, daß in den im Grundzustand befindlichen Atomen ein der Feldstärke proportionales Moment erzeugt wurde. Die ermittelten Proportionalitätskonstanten (α) wiesen einen starken Abfall nach den Elementen geringer Elektronenzahl hin auf.

Von besonderem Interesse war es nun natürlich, entsprechende Untersuchungen an den einfachsten Atomen, d. h. den Wasserstoffatomen im Grundzustand, anzustellen. Die hierzu benutzte Versuchsanordnung zeigt Abb. 1, an Hand deren das Verfahren erläutert werden möge. Nachdem die ganze Apparatur auf Hochvakuum ausgepumpt war, wurde das Vorratsgefäß (etwa 5 l Inhalt) mit elektrolytischem Wasserstoff bis zu etwa 25 cm Druck aufgefüllt; vorher war die vom Vorratsgefäß zum Woodschen Entladungsrohr (aus Duranglas mit Aluminiumelektroden) führende Pumpleitung geschlossen worden, so daß der Wasserstoff lediglich durch die etwa 3 m lange Kapillare in das Entladungsrohr strömte. Der (nicht gezeichnete) Hahn in der Pumpleitung konnte leicht so reguliert werden, daß ein dauernder Druck von etwa 0,2 mm herrschte, bei welchem durch Anlegen einer Gleichspannung von wenigen tausend Volt das Rohr zur Zündung gebracht wurde. Bei einer Stromstärke der tief rosa gefärbten Entladung von etwa 0,3 Ampere wurde der Wasserstoff nach spektroskopischer Feststellung fast vollständig dissoziiert, ohne daß (wie von anderen Autoren empfohlen) dem Wasserstoff vorher Wasserdampf[1]) zugesetzt war, und ohne daß das Rohr sehr umständlichen Reinigungsprozeduren unterworfen werden mußte. Dies war aber nur dem Umstand zu verdanken, daß durch das zwar schwache, aber fortdauernde Abpumpen an der Aluminiumkathode die sich bildenden Verunreinigungen sofort entfernt wurden.

Das etwa drei Meter lange Entladungsrohr besaß in der Mitte einen Ansatz, von dem aus in der in der Abbildung skizzierten Weise der atomare Wasserstoff zum ersten Spalt hin strömte[2]). Er war ein nach den Angaben von Wrede[3]) hergestellter Glasspalt von etwa 4 mm Länge und $^4/_{100}$ mm Breite; für diese war der obige Wasserstoffdruck zur Atomstrahlbildung erfahrungsgemäß am günstigsten. Für die Temperatur der Wasserstoffatome am Spalt können wir (wie Wrede, Rabi und Mitarbeiter[4])) wegen

1) H. Scheffers u. J. Stark, Physik. Zeitschr. **35**, 625, 1934.

1) Dieser schlägt sich leicht im Glasspalt (siehe unten) nieder.

2) Die in der Abbildung gezeichnete Trennung soll auf das verschiedene Verkleinerungsverhältnis beider Bildhälften hinweisen.

3) E. Wrede, Zeitschr. f. Phys. **41**, 569, 1927.

4) E. Wrede, l. c.; Rabi, Kellog u. Zacharias, Phys. Rev. **46**, 157, 1934.

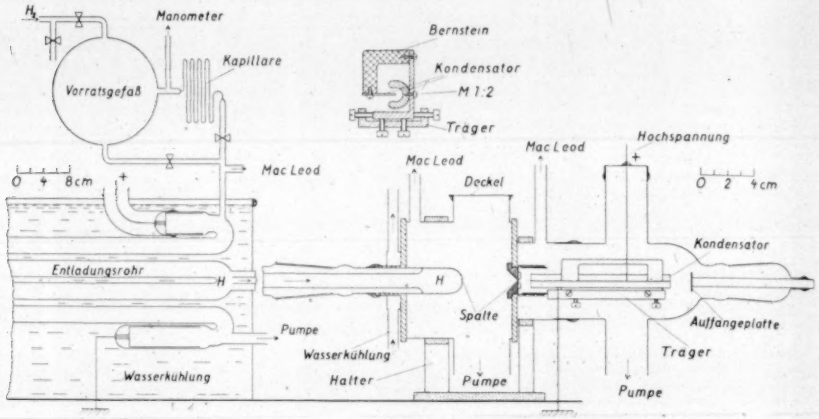


Abb. 1. Anordnung für Versuche mit Wasserstoffatomen im elektrischen Feld.

des über 15 cm langen wassergekühlten Verbindungsrohres etwa Zimmertemperatur annehmen. Während zur Vermeidung der katalytischen Rückbildung zu molekularem Wasserstoff alle bisher besprochenen Teile aus Glas bestanden, durfte die übrige Hochvakuumapparatur zwecks Erhöhung der Stabilität und genauer Justierung im wesentlichen als Metallkonstruktion ausgeführt werden. So war der zweite (Abbilde-) Spalt ein Metallspalt von $h = 0{,}8$ bzw. 0,6 mm Länge (bei zwei verschiedenen Versuchsreihen) und $^3/_{100}$ mm Breite, der drehbar und gut abgedichtet in dem Metallgefäß saß, in dessen gegenüberliegende Seite das Rohr mit dem Glasspalt eingesiegelt war. Der durch die beiden Spalte (Entfernung etwa 4 cm) bestimmte Atomstrahl lief achsenparallel durch das Feld eines halbteilig ausgeführten Zylinderkondensators[1]), dessen Inhomogenität die ablenkende Kraft liefert. Die beiden Radien des bernsteinisolierten Zylinderkondensators waren $R = 2{,}5$ mm und $\varrho = 0{,}3$ bzw. 0,2 mm (bei den zwei verschiedenen Versuchsreihen), die Länge 98 mm. Man konnte Spannungen bis zu 50000 Volt an ihn legen. Sie wurden geliefert durch eine große Influenzmaschine (mit Motorantrieb); eine Überbrückung durch eine Reihe hochohmiger Widerstände (jeder 10^8 Ω) erlaubte Abgreifen verschiedener Teilspannungen V (39000 bzw. 47000 Volt bei den beiden Versuchsreihen). Parallelgeschaltete große Kondensatoren bewirkten einen guten Ausgleich der Spannungsschwankungen, wie die Messung der Spannung mit einem geeichten Hochspannungselektrometer zeigte. Der Zylinderkondensator selbst saß, durch Schräubchen nach allen Richtungen verstellbar, auf einem Träger, der seinerseits fest in ein Ansatzrohr der Apparatur eingeschoben werden konnte.

Die Kleinheit des Effekts des elektrischen Feldes auf die Atome (s. unten) zwang dazu, zur Erzielung möglichst hoher wirksamer Feldstärken und Inhomogenitäten (es wurden Feldstärken bis etwa 500 kV/cm und Inhomogenitäten bis etwa 10^4 kV/cm² verwandt) den Strahl in möglichst geringen Abständen (wenige Zehntel Millimeter) vom inneren Kondensatorzylinder laufen zu lassen; die untere Grenze war dadurch gegeben, daß auch der abgelenkte Strahl nicht auf diesen treffen durfte. Die Justierung des Strahlganges erfolgte optisch mit einem auch in horizontaler Richtung verschiebbaren Kathetometer mit starkem Fernrohr, das zugleich bei der Parallelstellung der Spalte verwandt wurde.

Nach der Justierung wurde vorsichtig eine Glashülle mit den notwendigen Zuführungen für Hochspannung, Pumpe u. dgl. über den sie nirgends berührenden Kondensator geschoben und an dem Metallteil angesiegelt. In diesem Teil des Apparates hatte man während des Versuchs Klebevakuum. Um Dejustierung während des Versuchs zu vermeiden, war die ganze Apparatur auf eine feste Grundplatte aufmontiert, während die Pumpen an besondere Tische fest angeschraubt wurden.

Bezüglich der Messung der Wasserstoffatomstrahlen könnte man daran denken, hierzu ein Platinbolometer (oder ein Mollsches Thermoelement) zu verwenden, das die Rekombinations-

1) Vgl. die Nebenfigur.

wärme ausnutzt. Indessen bedingt die Kleinheit des Effekts des elektrischen Feldes auf die Atome (s. unten) sehr kleinen Strahlquerschnitt, weil nur in einem solchen große Feldinhomogenitäten herstellbar sind; immerhin kann man berechnen, daß selbst bei einer diesem Umstand Rechnung tragenden Versuchsanordnung die Intensität noch ausreichend sein müßte, um bei Verwendung eines höchstempfindlichen Galvanometers wenige Zentimeter Ausschlag zu geben. Entsprechende Vorversuche scheiterten jedoch, und das ist in Übereinstimmung mit den Versuchen anderer Autoren[1]), die zur Reduktion ihrer MoO_3-Schichten durch Wasserstoffatomstrahlen erheblich längere Zeit brauchten, als die theoretisch abzuschätzende Intensität erwarten läßt. Es finden also große Intensitätsverluste statt; verantwortlich hierfür ist zunächst (wie schon Wrede angab), daß sich in dem Raum zwischen den beiden Spalten selbst bei Verwendung guter Stahlpumpen ein die Intensität schwächender Streudruck von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ mm ausbildet; denn hier können die störenden Atome nicht, wie bei andern Atomstrahlversuchen, durch Kondensation an gekühlten Flächen unschädlich gemacht werden. Noch größere Verluste finden jedoch nach unseren Erfahrungen am Glasspalt statt; wenn dessen Tiefe größer ist als die Breite ($^1/_{100}$ mm), so hat man einen „Kanal", der nach den Knudsenschen Formeln erheblich weniger Atome ausströmen läßt als der ideale Spalt. Aber selbst unsere in mühsamer Arbeit hergestellten, fast idealen Spalte lieferten nicht die theoretische Intensität; denn nun dürften die Spaltränder eine katalytische Wirkung ausüben, wie dies von scharfen Glasrändern bekannt ist.

Wegen der geringen Intensität gingen wir dazu über, die Wasserstoffatome durch Reduktion von WO_3 (empfindlicher als MoO_3) nachzuweisen; die Substanz wurde, mit Wasser angerührt, auf ein Glasplättchen aufgetragen und dieses nach dem Trocknen mit Hilfe eines Schliffes in den Apparat gebracht (Abstand Plättchen—Kondensator 16 mm). Es wurde mehrere Stunden belichtet, um sehr gute photographierfähige und ausmeßbare Striche zu erhalten.

Die Herstellungsweise des Glasspalts (beschrieben bei Wrede, l. c.) zwingt, ihm eine Länge von einigen Millimetern zu geben. Dann aber durfte der Abbildespalt nur eine Länge haben, die dem Gebiet starker Inhomogenität, d. h. ungefähr dem Durchmesser 2ϱ des inneren Kondensatorzylinders entsprach. In diesem Falle erhielt man auf der Auffangeplatte einen längeren Strich, bei dem nur die Mittelgegend die Beeinflussung der Atome durch das Feld zeigte. Die genauere Auswertung der Versuche hatte natürlich zu berücksichtigen, daß wegen der durch den Abbildespalt bedingten endlichen Öffnung der Strahlenbündel auch die auf die Mitte auftreffenden Atome etwas verschiedene Felder durchlaufen haben; ferner unterlagen selbst die den Endpartien des Striches entsprechenden Atome einer kleinen Wirkung des Feldes. Diese war allerdings für unsere Versuche nicht mehr von Belang.

Es wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt, bei denen V, ϱ, h, wie bereits angegeben, die Werte (39000 Volt; 0,3 mm; 0,8 mm) bzw. (47000 Volt; 0,2 mm; 0,6 mm) besaßen. Innerhalb jeder waren drei Versuche mit verschiedenen genau gemessenen und nach dem Versuch kontrollierten Abständen d des Strahls (vom inneren Kondensatorzylinder) zur Auswertung geeignet. Diese lagen stets zwischen 0,1 und 0,35 mm[1]), wobei der Abstand beim Eintritt des Strahls in den Kondensator meist kleiner gewählt wurde als der beim Austritt. Die zur Berechnung der Resultate verwandte Formel[2]) läßt sich so modifizieren, daß sowohl diesem Umstand Rechnung getragen wird als auch dem andern, daß der Strahl durch seine Ablenkung in Gebiete anderer Feldstärke und Inhomogenität kommt.[3])

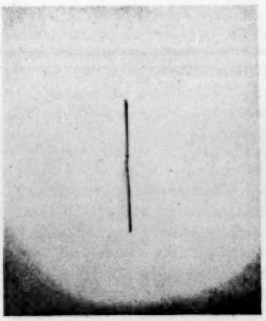


Abb. 2. Ablenkung von Wasserstoffatomen im elektrischen Feld.

Die bei den Versuchen erhaltenen Striche hatten die der Versuchsanordnung entsprechende Breite (etwa 0,15 mm) und Länge (etwa 5,5 mm); sie wurden sofort auf kontrastreich arbeitende Platten photographiert. Die zur Bestimmung

1) Wrede, l. c.; Phipps u. Taylor, Phys. Rev. 29, 309, 1927. Vgl. auch Rabi und Mitarbeiter, l. c.

1) Maßgebend für die Ablenkung sind natürlich die Abstände $r = \varrho + d$ des Strahls von der Zylinderachse.

2) H. Scheffers und J. Stark, l. c.

3) Vgl. die folgende Arbeit.

der Ablenkung s_α notwendigen Ausmessungen[1]) wurden an den Negativen in einem Komparator und zur Kontrolle auch an zwanzigfachen Vergrößerungen direkt vorgenommen; die Unsicherheit in der Bestimmung von s_α ergab sich zu 20 Proz., und die den verschiedenen Versuchen entsprechenden Werte von s_α lagen zwischen 0,07 und 0,18 mm.

In Abb. 2 zeigen wir eine derartige Aufnahme in etwa fünffacher Vergrößerung. Man sieht in der Mitte eine einseitige Ablenkung senkrecht zum Strahl in Richtung des Feldgradienten; trotz des großen „Auflösungsvermögens" der Apparatur ist sie aber noch so klein, daß die durch die Maxwellverteilung der Geschwindigkeit bedingte Verbreiterung und Intensitätsverminderung nur schwach ist[2]). Versuche ohne Feld ergaben ganz gerade, gleichmäßige Striche. Wir haben also qualitativ dieselbe Erscheinung wie bei den Alkaliatomen, das elektrische Feld induziert im Wasserstoffatom ein Moment. Nur ist die Polarisierbarkeit α = Moment : Feldstärke hier viel kleiner als dort, und dieser Umstand sowie die hier verwendete Nachweismethode bedingen eine erheblich größere Unsicherheit in der Bestimmung von α, als seinerzeit bei den Alkaliatomen. Hauptfehlerquellen sind die Bestimmung der Abstände des Strahls von der Kondensatorachse und die Ermittelung von s_α aus den Aufnahmen. Abschätzungen und Kontrollen zeigten, daß die dadurch herrührende Unsicherheit ± 30 Proz. betragen dürfte, und die Auswertung aller sechs Versuche lieferte Werte von α, die sämtlich zwischen $2 \cdot 10^{-25}$ und $4 \cdot 10^{-25}$ [cm^3] lagen. Wir können demnach für das Wasserstoffatom setzen

$$\alpha = (3 \pm 1) \cdot 10^{-25}\,[\mathrm{cm}^3].$$

Zusammenfassung.

Aus unseren jetzigen und früheren Messungen ergeben sich folgende Werte für die Polarisierbarkeiten α der Atome im Grundstand[3]) (in 10^{-24} cm^3):

Wasserstoff	Lithium	Kalium	Cäsium
0,3	12	34	42

Viele Herren der Reichsanstalt haben uns in dankenswerter Weise Apparate zur Verfügung gestellt. Herr Techniker Langer hat durch verständnisvolle Mitarbeit die Untersuchungen sehr gefördert.

1) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **41**, 563, 1927; W. Meißner u. H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **34**, 48, 1933; H. Scheffers u. J. Stark, l. c.

2) Die Originalnegative sind deutlicher.

3) Bei Waller (Zeitschr. f. Phys. **38**, 642, 1926) u. a. und Fues (Zeitschr. f. Phys. **82**, 536, 1933) findet man von theoretischer Seite berechnete α-Werte (H: 0,66; Li: 27; K: 46; Cs: 61). Für die (insbesondere bei den Elementen niederer Ordnungszahl auffälligen) Abweichungen können wir in den Messungen keine Ursache finden.

(Eingegangen 15. Februar 1936.)

Zur Auswertung der Atomstrahlversuche im elektrischen Feld.

Von H. Scheffers.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Im folgenden soll eine Zusammenstellung der in den Arbeiten über Atomstrahlen im elektrischen Feld[1]) $\mathfrak{E}$ eines Zylinderkondensators benutzten Formeln gegeben werden. Ist s die Richtung des Feldgradienten $\frac{d\mathfrak{E}}{ds}$, d. h. zur Kondensatorachse hin, so ist die auf ein Moment $\alpha\mathfrak{E}_s$ wirkende Kraft gegeben durch (m Atommasse):

$$\mathfrak{K}_s = m\frac{d^2s}{dt^2} = \alpha\mathfrak{E}_s \cdot \frac{d\mathfrak{E}}{ds} = \alpha \cdot \left(\frac{V}{\ln\frac{R}{\varrho}}\right)^2 \cdot \frac{1}{r^3},$$

wo V, R, ϱ, Spannung und Radien des Zylinderkondensators und r die Entfernung des Atoms von der Zylinderachse bedeuten. Betrachten wir die Atome der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_α mit der thermischen Energie

$$E_\alpha = k \cdot T = {}^1/_2\, m v_\alpha^2,$$

und setzen wir zur Abkürzung

$$A = \frac{1}{4\,kT} \cdot \left(\frac{V}{\ln\frac{R}{\varrho}}\right)^2$$

so liefert die Integration obiger Bewegungsgleichung für deren Ablenkung:

$$s_\alpha = \frac{\alpha}{2\,kT} \cdot \int_0^{l_1} dl \int_0^{l} \mathfrak{E}_s \frac{d\mathfrak{E}}{ds}\, dl = 2\alpha A \cdot \int_0^{l_1} dl \int_0^{l} \frac{dl}{r^3}, \quad (1)$$

wenn l_1 den Weg im Felde (Länge des Kondensators) bedeutet. Ist $r = \text{const.}$, so liefert die Integration die schon in der früheren Arbeit[1]) zitierte Formel

$$s_\alpha = \frac{\alpha}{4\,kT}\mathfrak{E}_s \frac{d\mathfrak{E}}{ds} \cdot l_1^2 = \frac{\alpha A}{r^3} \cdot l_1^2 \quad (2)$$

für die am Ende des Kondensators erreichte Ablenkung. Wenn jedoch (wie öfters in der letzten Arbeit) der unabgelenkte Strahl so justiert wird, daß er in einer Entfernung $r = r_1$ von der Achse in das Feld eintritt und in der Entfernung $r = r_2$ austritt, so ist in Gleichung (1) zu setzen

$$r = r_1 + \frac{l}{l_1}(r_2 - r_1)$$

1) H. Scheffers u. J. Stark, Physik. Zeitschr. **35**, 625 ff., 1934, und die vorangehende Arbeit.

und die Integration liefert jetzt

$$s_\alpha = \frac{\alpha A}{r_1^2 r_2} l_1^2 . \qquad (3)$$

Eine andere Korrektion entspringt aus dem Umstand, daß, selbst wenn der Strahl in konstante Entfernung r von der Achse justiert wird, er durch die Ablenkung zur Achse hin in Gebiete anderer Feldstärke und Inhomogenität gelangt. Wir können dies berücksichtigen, indem wir in Gleichung (1) statt r nunmehr $r - s_\alpha$ setzen und zweimal nach l differenzieren:

$$\frac{d^2 s_\alpha}{dl^2} = \frac{2\alpha A}{(r - s_\alpha)^3} .$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung (s_α als Funktion des Weges l, $r = \text{const.}$) mit den Grenzbedingungen, daß für $l = 0$ s_α und $\frac{ds_\alpha}{dl}$ nach Gleichung (2) verschwinden, liefert

$$s_\alpha = \frac{A \alpha l_1^2}{r^3} + \frac{1}{2} \frac{s_\alpha^2}{r} . \qquad (4)$$

Das Korrektionsglied ist bei der Berechnung von α zu vernachlässigen, falls $\frac{s_\alpha}{2r} \ll 1$. Seinen größten Einfluß (bis zu etwa 20 Proz.) hatte es bei den Versuchen mit den Wasserstoffatomen. Durchläuft der Strahl nach Verlassen des Feldes noch den Weg l_2 bis zum Auffänger, so ist in allen obigen Formeln wie in dieser Hinsicht analogen magnetischen Fall statt l_1^2 zu setzen $l_1^2\left(1 + \frac{2 l_2}{l_1}\right)$. Man kann alles zusammenfassen, indem man wegen Gleichung (3) in Gleichung (4) statt r^3 setzt $r_1^2 r_2$; im Korrektionsglied kann man unbedenklich r durch $\frac{r_1 + r_2}{2}$ ersetzen. Führt man weiter statt l_1^2 den eben angegebenen Ausdruck und für A seinen Wert ein und löst nach α auf, so erhält man die endgültige Formel:

$$\alpha = \frac{4k \cdot T \cdot s_\alpha \left(1 - \frac{s_\alpha}{r_1 + r_2}\right) r_1^2 r_2}{\left(1 + \frac{2 l_2}{l_1}\right)} \cdot \left(\frac{ln \frac{R}{\varrho}}{l_1 \cdot V}\right)^2 . \qquad (5)$$

Für r_1 und r_2 darf man nicht immer ohne weiteres $\varrho + d_1$ und $\varrho + d_2$ setzen (d_1 und d_2 gemessene Abstände des unabgelenkten Strahls vom inneren Kondensatorzylinder), sondern man hat noch die mittlere „Strahlhöhe" zu berücksichtigen, die von der jeweils verwandten Anordnung abhängt. s_α wird natürlich aus dem gewonnenen Ablenkungsbild ermittelt; die dazu benutzten Verfahren[1]) beruhen alle darauf, daß wegen der bekannten Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Spalt strömenden Atome und des ebenfalls bekannten Zusammenhangs ($s \sim 1/v^2$) zwischen der Geschwindigkeit v und Ablenkung s zu einem bestimmten Bild des unbeeinflußten Strahls für jedes s_α ein bestimmtes Ablenkungsbild sich ergibt. Die entsprechenden Formeln sind wegen der Einseitigkeit der Ablenkung denen des magnetischen Falls nicht gleich, aber auch in ihrer Ableitung ganz analog, so daß hier nicht näher darauf eingegangen werden soll.

1) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **41**, 563, 1927; W. Meißner u. H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **34**, 48, 1933.

(Eingegangen 15. Februar 1936.)

Die Zertrümmerbarkeit der Elemente.

Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von Herrn Stetter[1]).

Von Theodor Sexl.

In einem interessanten vergleichenden Bericht über ältere und neuere Atomzertrümmerungsexperimente kommt Herr Stetter auch auf die Theorie dieser Experimente zu sprechen. Während er den Ausbeuteabfall von N ($Z = 7$) bis K ($Z = 19$) als ungefähr mit der Theorie übereinstimmend ansieht, glaubt er einen Widerspruch zur Theorie durch den entgegengesetzten Abfall auf der Borseite ($Z = 5$) konstatieren zu müssen. Zweck der folgenden Notiz ist, darauf hinzuweisen, daß die Theorie in diesem Gebiet ($Z \sim 5$) derzeit keine numerischen Aussagen über die Ausbeuten zu machen gestattet, so daß man hier von einem Widerspruch nicht reden kann.

Herr Stetter vergleicht seinen Abfall zwischen N und K mit der Gamowschen Theorie der Atomzertrümmerung[2]). Diese „Theorie" besteht aber im wesentlichen bloß darin, daß Gamow eine von V. Fock für ihn errechnete asymptotische Formel der auftretenden Schrödingerfunktionen als ganz rohen Ansatz für eine Eindringungswahrscheinlichkeit der α-Teilchen hinschreibt. Gültigkeitsgrenzen für die Formel werden bei Gamow nirgends angegeben. In der vom Verfasser[3]) entwickelten strengen Theorie

1) G. Stetter, Physik. Zeitschr. **37**, 88, 1936.
2) G. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **52**, 510, 1928.
3) Th. Sexl, Zeitschr. f. Phys. **87**, 105, 1933.

der Atomzertrümmerung wurde jedoch immer wieder darauf hingewiesen, daß eine exponentielle Eindringungswahrscheinlichkeit nur bei Zutreffen der Voraussetzungen für die Gültigkeit asymptotischer Entwicklungen zu erwarten ist, welche Voraussetzungen, lax gesprochen, darin bestehen, daß der Parameter der Funktionen $\chi_l(kr, \varkappa)$, nämlich $\varkappa = \frac{2e^2 zZ}{\hbar v}$ und die unabhängige Veränderliche $x_0 = kr_0 = \frac{\mu v}{\hbar} r_0$ genügend groß gegen 1 sind (z = Ladung des einfallenden Teilchens, Z = Kernladung, μ = reduzierte Masse). Das strenge Kriterium für die Gültigkeit der benutzten asymptotischen Entwicklungen lautet: $\left|\frac{f'}{4f^{3/2}}\right| \ll 1$, wobei $f = 1 - \frac{\varkappa}{x_0} - l\frac{(l+1)}{x_0^2}$ bedeutet. Berechnet man für die α-Teilchen des Po ($v = 1{,}6 \cdot 10^9$ cm/sec^{-1}) die fraglichen Größen, so erhält man folgende kleine Tabelle:

Z	$r_0 \cdot 10^{13}$	$\varkappa$	x_0	Kriterium
5	4	2,7	2,9	~ 3
10	5,04	5,5	4,3	~ 1
20	6,35	10,9	5,9	~ 0,1

Man sieht also, daß im Gebiete um $Z = 5$ die asymptotischen Formeln der Theorie nicht anwendbar sind, so daß dort ein Vergleich mit der Theorie auf der Grundlage asymptotischer Formeln überhaupt nicht möglich ist.

Wollte man im Gebiet um $Z = 5$ herum einen Vergleich der Theorie mit den Experimenten durchführen, so müßte man die Funktionen $\chi_l^{1)}(kr, \varkappa)$ selbst zur Berechnung der Eindringungswahrscheinlichkeiten heranziehen. Eine solche Berechnung ist aber mit großen Schwierigkeiten verknüpft, da diese Funktionen nicht tabelliert[1]) vorliegen. Auch diese Tatsache wurde in der zitierten Arbeit des Verfassers mehrfach betont (vgl. S. 116, 124 usw.; die gleiche unzulässige Auffassung wie bei Stetter findet sich auch schon bei Henderson, Oppenheimer, Oliphant und Rutherford; vgl. l. c., S. 124).

1) Ein erster Tabellierungsversuch bei H. M. Taylor, London Proc. **134**, 103, 1931.

Wien, Institut für theoretische Physik der Universität, 7. Februar 1936.

(Eingegangen 12. Februar 1936.)

BERICHTE.

Neuere Ergebnisse und Methoden der Vakuumspektroskopie.

Von Hans Bomke.

Auf dem Gebiet der Vakuumspektroskopie ist in den letzten zehn Jahren eine bemerkenswert große Zahl von Arbeiten zu verzeichnen gewesen. Der extrem kurzwellige Bereich der optischen Spektren, der früher nur mehr als interessantes, aber doch abseits liegendes Arbeitsgebiet einiger weniger Laboratorien galt, erscheint heute als sehr wichtige Ergänzung des sichtbaren und ultraroten Spektrums. Diese veränderte Situation ist einmal bedingt durch die mannigfaltigen, in den letzten Jahren erzielten Verbesserungen der vakuumspektroskopischen Untersuchungsmethoden, sodann aber auch durch die zunehmende Bedeutung, die die Ergebnisse der Vakuumspektroskopie für die erfolgreiche Bearbeitung zahlreicher atomphysikalischer Fragestellungen gewinnen.

Ein sehr umfassender Bericht über die verschiedenen derzeitigen Methoden und Ergebnisse der Vakuumspektroskopie liegt aus dem Jahre 1928 in der Monographie von Th. Lyman, „The Spectroscopy of the extreme Ultra-Violet" (1), vor, in der vor allem die älteren Arbeiten sehr ausführlich behandelt werden. Ein zusammenfassender Bericht über die verschiedenen, seitdem erzielten Fortschritte steht noch aus. Diese Lücke überbrücken zu helfen, soll in dem vorliegenden Bericht versucht werden. Eine kurze historische Einleitung wurde zur schnelleren Orientierung vorangestellt, doch sei wegen näherer diesbezüglicher Einzelheiten stets auf das erwähnte Werk von Lyman verwiesen. Eine kurze allgemein gehaltene Darstellung der bis etwa 1926 erzielten Ergebnisse in deutscher Sprache liegt in einem Artikel von H. Sponer (2) vor. Eine ausführliche Zusammenstellung der bis 1927 erzielten spektroskopischen Ergebnisse findet man in dem Buch von E. C. C. Baly, „Spectroscopy" (3). Die hauptsächlichen, bis zum Anfang des Jahres 1932 ermittelten Terme für das kurzwellige Ultraviolett sind in der umfassenden Termkompilation von R. F. Bacher und S. Goudsmit, „Atomic Energy States" (4) angegeben.

Inhaltsverzeichnis.

A. Einleitung.
1. Wellenlängenbereich der Vakuumspektroskopie.
2. Historische Entwicklung.

B. Ergebnisse der Vakuumspektroskopie.
1. Atomspektren (Bogen- und Funkenspektren, isoelektronische Reihen usw.).
2. Molekülspektren.
3. Wellenlängennormalen im extremen Ultraviolett.
4. Absorptionsuntersuchungen an festen Körpern.
5. Photoeffekte im Vakuumultraviolett.
6. *b*-Spektren (optische Spektren aus der Anregung innerer Elektronen).
7. Ultraweiche Röntgenstrahlen.

C. Methoden der Vakuumspektroskopie.
1. Flußspatspektrographen.
2. Gitterspektrographen [a) mit senkrechtem Einfall, b) mit streifendem Einfall].
3. Lichtquellen (Vakuumfunke, Hohlkathode, elektrodenlose Entladung, Lichtquellen für Kontinua usw.).
4. Photographische Platten für das kurzwellige Ultraviolett.

D. Literaturverzeichnis.

A. Einleitung.

1. Wellenlängenbereich der Vakuumspektroskopie.

Der mit den Hilfsmitteln der Vakuumspektroskopie der spektroskopischen Untersuchung zugängliche Wellenlängenbereich erstreckt sich seit den in den letzten Jahren, vor allem auf der Seite der kurzen Wellen, erzielten Fortschritten über das gesamte Gebiet zwischen dem gewöhnlichen Ultraviolett und den Röntgenstrahlen. Es ist jetzt gelungen, mit den modernen Hilfsmitteln der Vakuumspektroskopie optische Spektren bis zu Wellenlängen von etwa 40 Å herab zu verfolgen, während andererseits mit röntgenographischen Methoden ultraweiche Röntgenstrahlung bis zu Wellenlängen von mehr als 180 Å herauf untersucht worden ist. Die im Jahre 1928 zwischen dem Gebiet der Röntgenstrahlen und dem Gebiet der optischen Spektren noch bestehende Lücke ist nunmehr nicht nur überbrückt, sondern es überschneiden sich jetzt beide Arten von Spektren sogar in einem Bereich von mehreren Oktaven. Die kurzwellige Abgrenzung des Bereichs der optischen Vakuumspektroskopie gegen die Röntgenstrahlen ist sowohl bedingt durch die unterschiedliche Technik der Röntgenspektroskopie und der eigentlichen optischen Vakuumspektroskopie als durch gewisse Unterschiede beider Strahlungsarten. Die Entwicklung der letzten Jahre hat allerdings ergeben, daß in diesem Grenzgebiet eine scharfe Unterscheidung zwischen Röntgenstrahlen und optischen Spektren oft nicht mehr möglich ist, da stetige Übergänge beider Arten von Strahlung existieren, doch bleibt es in den meisten Fällen trotzdem zweckmäßig, eine Unterscheidung nach den erwähnten Gesichtspunkten vorzunehmen. Die langwellige Begrenzung des Gebietes der Vakuumspektroskopie, die man bei etwa 2000 Å ansetzen kann, ist dagegen lediglich durch die unterschiedliche Art der Untersuchungstechnik ober- und unterhalb dieser Grenze gegeben. Gewöhnliche photographische Platten sind wegen der bei etwa 2000 Å einsetzenden starken Absorption der Gelatine für kürzere Wellen nicht mehr verwendbar, so daß man Spezialplatten, beispielsweise die gelatinearmen Schumannplatten, oder auch mit besonderen Mitteln sensibilisierte Platten verwenden muß. Mit derartigen Platten ist es dann möglich, bei Benutzung von gewöhnlicher Quarzoptik bis zu etwa 1850 Å herab, der Absorptionsgrenze des Quarzes, zu gelangen. Unterhalb dieser Wellenlänge verwendet man Prismen und Linsen aus Flußspat, der bis etwa 1250 Å noch durchlässig ist. Wegen der ebenfalls bei 1850 Å einsetzenden starken Absorption des Luftsauerstoffs wird es ferner notwendig, die gesamte Apparatur einschließlich der Lichtquelle in ein evakuiertes Gefäß zu setzen. Unterhalb von 1250 Å existiert kein für die Herstellung von optischen Prismen und Linsen geeignetes Material, so daß man dann nur noch Reflexionsgitter verwenden kann.

2. Historische Entwicklung der Vakuumspektroskopie.

Das Verdienst, in einer Reihe von grundlegenden Untersuchungen die verschiedenen erwähnten Ursachen für das Versagen der sonst üblichen Untersuchungsmethoden im Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett aufgedeckt zu haben und zugleich die im wesentlichen noch heute angewandten technischen Hilfsmittel zur Überwindung dieser Schwierigkeiten entwickelt zu haben, gebührt Viktor Schumann (geb. 1841 in Leipzig, gest. 1913). Schumann ersetzte die Quarzoptik durch Flußspat und konstruierte im Jahre 1890 den ersten Vakuumspektrographen. Von Schumann wurde ferner damals auch die gelatinearme, nach ihm benannte Photoplatte angegeben, die bis heute das wichtigste und empfindlichste photographische Hilfsmittel des Vakuumspektroskopikers geblieben ist. Es gelang

Schumann in den folgenden Jahren (1891 bis etwa 1900), mit seiner Anordnung erstmalig in das bis dahin völlig unerforschte Gebiet der Wellen unterhalb 1850 Å vorzudringen und zahlreiche dort liegende Emissions- und Absorptionslinien von Atomen und Molekülen zu beobachten. Man bezeichnet daher das Gebiet zwischen 1250 und 1850 Å, das mit dem Schumannschen Flußspatspektrographen untersucht werden kann, allgemein als Schumanngebiet. Die erwähnten Verdienste Schumanns um die Begründung der Vakuumspektroskopie erscheinen um so bewunderungswürdiger, wenn man bedenkt, daß Schumann von Beruf nicht Physiker, sondern Maschineningenieur war und, zudem noch behindert durch ein schweres Leiden, seine Untersuchungen neben seiner beruflichen Tätigkeit ausführte. Eine schöne Würdigung der Verdienste Schumanns hat Th. Lyman in seinem bereits eingangs erwähnten Buch gegeben. Dort findet man auch eine vollständige Zusammenstellung der verschiedenen spektroskopischen Arbeiten Schumanns.

Einen zweiten bedeutsamen Wendepunkt in der Entwicklung der Vakuumspektroskopie stellen die Untersuchungen von Th. Lyman dar. Dieser Forscher führte im Jahre 1906 an Stelle der von Schumann benutzten Linsen und Prismen aus Flußspat das Konkavgitter in die Vakuumspektroskopie ein und konnte so bereits in seiner ersten Untersuchung die Grenze des optischen Spektrums bis zu etwa 1000 Å ausdehnen, da er in seiner Apparatur jegliches absorbierende Material auf dem Wege der Strahlen von der Lichtquelle bis zur photographischen Platte vermieden hatte (5). Ein sehr wesentlicher Vorteil der Konkavgittermethode bestand ferner darin, daß es so erstmalig möglich wurde, exakte Wellenlängenmessungen im Vakuumgebiet auszuführen. Schumann war dies mit seinem Flußspatspektrographen seinerzeit nicht möglich gewesen, da der Dispersionsverlauf des Flußspats in der Nähe seiner Durchlässigkeitsgrenze nicht bekannt war und erst ermittelt werden konnte, nachdem die Wellenlänge der in Frage kommenden Strahlung gemessen worden war. Bei der von Lyman ausgearbeiteten Koinzidenzmethode, die im wesentlichen bis auf den heutigen Tag bei Wellenlängenmessungen im kurzwelligen Ultraviolett benutzt wird, werden die höheren Gitterordnungen der zu messenden kurzwelligen Strahlung gegen gleichzeitig in der ersten Ordnung aufgenommene langwellige Linien von bekannter Wellenlänge ausgemessen, so daß man aus der Gittergleichung sofort die Wellenlänge der unbekannten kurzwelligen Strahlung erhält. In systematischer Fortsetzung seiner ersten Untersuchungen gelang es Lyman in den folgenden Jahren, bis zu etwa 900 Å vorzudringen. Die nach Lyman benannte Grundserie des atomaren Wasserstoffs, deren erstes Glied, λ 1215,68 Å, auch bereits von Schumann beobachtet worden war, ohne daß damals allerdings eine Wellenlängenbestimmung möglich war, konnte jetzt bis zum dritten Gliede verfolgt und exakt gemessen werden. Für die Konvergenzstelle dieser Serie wurde 1916 in Bestätigung der Bohrschen Theorie von Lyman der Wert von 911,76 Å ermittelt (6). Anläßlich dieser letzterwähnten Untersuchung konnte Lyman bereits bis in das Gebiet von 600 Å vordringen, und nach zwei weiteren Jahren erreichte er die 500-Å-Grenze (7). Seit 1919 wurden dann von Millikan und seinen Mitarbeitern Bowen und Sawyer (8, 9) eine Reihe von weiteren Verbesserungen in die Vakuumspektroskopie eingeführt, so daß es diesen Forschern schließlich gelang, das vakuumspektroskopisch zugängliche Gebiet bis auf 140 Å herunter zu erweitern. Die anläßlich dieser Arbeiten von Millikan und Bowen aufgefundenen wichtigen Gesetzmäßigkeiten der höheren Funkenspektren, durch die zahlreiche Zusammenhänge zwischen Röntgenspektren und optischen Spektren aufgedeckt wurden, werden in dem folgenden Abschnitt ausführlich behandelt werden. Die Beobachtung von Resonanzlinien im Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett geschah, wenn man von der bereits erwähnten früheren Auffindung der Lymanserie des Wasserstoffs absieht, im Jahre 1922 durch Lyman (10), dem es gelang, die von Hertz und Frank indirekt aus Elektronenstoßversuchen erschlossenen tiefen metastabilen Terme des Heliums direkt spektroskopisch nachzuweisen und so erstmalig genau zu messen. Die Resonanzlinie des Heliums, das erste Glied der Serie $1\,S - m\,P$, wurde so zu 584,4 Å ermittelt. Anläßlich derselben Untersuchung wurden ferner erstmalig im Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett Übergänge beobachtet, die durch die Auswahlregeln verboten sind. Im Heliumspektrum wurde so eine Linie bei 601,44 Å gefunden, die Lyman der verbotenen Serie $1\,S - m\,S$ zuordnete. Eine weitere, bei 501,5 Å aufgefundene Heliumlinie ergab sich als Interkombination des Ortho- und des Parasystems des Heliums. Diese Lymansche Beobachtung war seinerzeit insofern bemerkenswert, als bis dahin keine Kombinationslinien des Singulett- und des Triplettspektrums des Heliums bekannt gewesen waren und man eine Zeitlang geradezu angenommen hatte, daß es sich dabei um zwei verschiedene Heliummodifikationen handle. Durch Beobachtungen von G. Hertz (11) am Neon und von Lyman und F. A. Saunders (12) am Argon wurden in den folgenden Jahren auch die ebenfalls im kurzwelligen Ultraviolett

liegenden tiefen Terme der anderen Edelgase ermittelt.

Für diese Zeit der Vakuumspektroskopie war es charakteristisch, daß trotz der schon verhältnismäßig zahlreichen allgemeinen Untersuchungen doch die Kenntnis der im Vakuumgebiet liegenden Absorptionsspektren gering blieb. Dies lag im wesentlichen an dem Mangel einer geeigneten kontinuierlichen Lichtquelle für das extreme Ultraviolett. Wenn man von den wenigen qualitativen Beobachtungen, die z. T. schon auf Schumann und Lyman zurückgehen, absieht, so waren bis vor wenigen Jahren J. J. Hopfield und S. W. Leifson (13) die einzigen, die im Vakuumgebiet umfangreichere Absorptionsversuche angestellt haben. Die vorstehende kurze Zusammenfassung entspricht im wesentlichen etwa dem Stand der Forschung zur Zeit der Abfassung des eingangs erwähnten Lymanschen Buches (1). Seit dem Erscheinen dieses Buches sind die vakuumspektroskopischen Methoden wiederum verbessert und vervollkommnet worden. So ist seitdem der Gitterspektrograph mit streifendem Einfall in die Vakuumspektroskopie eingeführt worden, der es ermöglichte, eine früher für unerreichbar gehaltene Dispersion im Gebiet der kurzen Wellen anzuwenden und zugleich über die erwähnte Millikansche Grenze von 140 Å hinaus bis zu beliebig kurzen Wellen in das Gebiet der Röntgenstrahlen einzudringen. Auch die früher benutzten Spektrographentypen, der Flußspatspektrograph und der Gitterspektrograph mit senkrechtem Lichteinfall, erfuhren in den letzten Jahren wichtige Verbesserungen, ebenso konnten seitdem Fortschritte in der Herstellung von Konkavgittern gemacht werden. Vor allem ist auch eine Reihe von neuen Lichtquellen entwickelt worden, die es jetzt ermöglichen, praktisch in jedem Bereich des Vakuumgebietes sämtliche in Frage kommenden Emissions- und Absorptionsspektren zu erzeugen. Diese zahlreichen methodischen und technischen Fortschritte sind in erster Linie der Grund dafür, daß seit einigen Jahren in zahlreichen Laboratorien und Instituten vakuumspektroskopisch gearbeitet werden konnte und sowohl das Gebiet der Schumannstrahlung wie auch das extrem kurzwellige Ultraviolett heute bereits sehr gut bekannt ist.

B. Ergebnisse der Vakuumspektroskopie.

1. Atomspektren (Bogen- und Funkenspektren, isoelektronische Reihen usw).

Wie bereits eingangs erwähnt wurde, sind in der früheren Zeit der Vakuumspektroskopie vor allem das Spektrum des Wasserstoffs sowie die Bogenspektren der verschiedenen Edelgase untersucht worden. Ein wesentlich über diese Ergebnisse hinausgehender Fortschritt wurde durch die schon erwähnten Untersuchungen von A. R. Millikan und I. S. Bowen (8) über die Funkenspektren hochangeregter Atome eingeleitet. Die von den beiden Forschern ausgearbeitete Methode der Hochvakuumfunken (hot spark) gestattete erstmalig überhaupt die Erzeugung und Untersuchung der Spektren der hochionisierten Atome der verschiedenen Elemente und ermöglichte es Millikan und Bowen bereits anläßlich der ersten diesbezüglichen Untersuchungen, eine Reihe von wichtigen Gesetzmäßigkeiten dieser den Übergang zu den Röntgenspektren darstellenden Spektren zu erkennen. In der Folge sind diese Fragen Gegenstand von sehr zahlreichen Untersuchungen geworden, so daß zur Zeit die meisten in Frage kommenden Spektren der verschiedenen Elemente des periodischen Systems in den verschiedenen Ionisationsstufen bereits untersucht sind. Ausgehend von den bereits bekannten, für die Röntgenspektren geltenden Gesetzmäßigkeiten gelang es Millikan und Bowen (9), auch in den optischen Spektren der höherionisierten Atome das Moseleygesetz sowie die Gesetze der regulären und irregulären Dubletts als gültig zu erweisen, nachdem bereits früher u. a. von A. Landé (14) auf gewisse Analogien zwischen den Röntgenspektren und dem im Sichtbaren liegenden Dublettspektrum der Alkalien hingewiesen worden war. In der Röntgenspektroskopie trägt man bekanntlich die Größe $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ entsprechender Terme der verschiedenen Elemente als Funktion der Kernladungszahl auf und erhält so die bekannten Moseleyschen Geraden. Beispielsweise gilt so für die Röntgenabsorptionskanten das Moseleysche Gesetz in der Form

$$\nu = \frac{R}{n^2}(Z - s)^2,$$

worin n die Hauptquantenzahl der betreffenden Elektronenschale, s eine die teilweise Abschirmung der Kernladung durch die inneren Elektronen berücksichtigende sogenannte „Abschirmungskonstante", R die Rydbergkonstante und Z die Kernladungszahl des betrachteten Elementes ist. Die Abschirmungskonstante wird dabei im allgemeinen für verschiedene Hauptquantenwerte verschieden sein. Ein entsprechendes Verhalten ist seit den erwähnten Arbeiten von Millikan und Bowen inzwischen auch für eine große Zahl von optischen Termen nachgewiesen worden. Auch die Gesetze der regulären

und irregulären Dubletts ließen sich in fast ungeänderter Form auf die optischen Spektren übertragen. Es ist bekanntlich möglich, die gesamten Röntgenterme eines Elementes derart in ein Niveauschema einzuordnen, daß dasselbe aus einander abwechselnden regulären und irregulären Dubletts aufgebaut erscheint. Bei den Röntgenspektren bilden so beispielsweise jeweils die Terme L_{I} und L_{II} bzw. M_{I} und M_{II} ein irreguläres oder Abschirmungsdublett, und zwar wächst die Dublettaufspaltung linear mit der Kernladungszahl. Allgemein, auch für die optischen Spektren, gilt für diese Art von Dubletts die Aufspaltungsformel:

$$\Delta \nu_R = \frac{(n_2^2 - n_1^2)\cdot Z^2 - 2(n_2^2 \cdot s_1 - n_1^2 \cdot s_2) Z + n_2^2 \cdot s_1^2 - n_1^2 \cdot s_2^2}{n_1^2 \cdot n_2^2}.$$

Wenn die Hauptquantenzahl ungeändert bleibt, also n_1 gleich n_2 ist, ersieht man, daß dann in der Tat die Dublettaufspaltung linear von der Kernladungszahl Z abhängen muß, da der Faktor mit Z^2 dann verschwindet. Man kann diese Gesetzmäßigkeit mit der Moseleyschen vereint auch in der Form ausdrücken: $\Delta \nu / R = \frac{s_1 - s_2}{n}$, d. h., die Größe $\Delta \nu / R$ der irregulären Dubletts ist unabhängig von der Kernladungszahl. In dieser Form ist das Gesetz der irregulären Dubletts namentlich bei der Analyse der höheren Funkenspektren von großer Bedeutung geworden, da die Beziehung nicht nur für Systeme mit nur einem Valenzelektron, sondern allgemein gilt, wofern nur die Hauptquantenzahlen der betrachteten optischen Terme übereinstimmen. Nach dem Vorgang von Millikan und Bowen kann man daher umgekehrt aus der Gültigkeit des Gesetzes der irregulären Dubletts oft auch entscheiden, ob die an der Emission der in Frage stehenden Linien beteiligten Elektronen gleiche Hauptquantenzahl haben. Die erwähnte Gesetzmäßigkeit gilt im Gebiet der optischen Spektren um so genauer, je größer die Kernladungszahl ist, da dann naturgemäß störende Einflüsse der äußeren Elektronen mehr und mehr zurücktreten werden. Man kann so insbesondere bei hochionisierten Atomen mit großer Genauigkeit aus dem Gesetz der irregulären Dubletts die Lage von Linien voraussagen, ohne daß dazu ein einziger Term des betreffenden Spektrums bekannt sein braucht. Nach der modernen Theorie ist das Auftreten irregulärer Dubletts dadurch charakterisiert, daß die Hauptquantenzahl n und die innere Quantenzahl j der das Dublett bildenden Terme übereinstimmt und dieselben sich nur hinsichtlich der Nebenquantenzahl l unterscheiden. Der andere mögliche Fall, daß die Terme in Haupt- und Nebenquantenzahl übereinstimmen, aber verschiedene Werte von j haben, gibt Anlaß zum Auftreten der regulären Dubletts. Die Aufspaltung ist hier gegeben durch die Formel

$$\Delta \nu = \frac{R \cdot \alpha^2 \cdot (Z - s)^4}{n^3 \cdot l \cdot (l + 1)},$$

in der $\alpha = \frac{2\pi \cdot e^2}{h \cdot c}$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, R die Rydbergkonstante, Z die Kernladungszahl, n die Hauptquantenzahl, l die Nebenquantenzahl und s wieder eine Abschirmungskonstante bedeutet. Diese Formel gilt mit guter Annäherung für die alkaliähnlichen Dublettspektren sowie auch für die äußeren Komponenten der Triplettspektren, am besten naturgemäß wieder bei großer Kernladungszahl, d. h. also bei den höheren Funkenspektren. In ähnlicher Weise wie bei dem Gesetz der irregulären Dubletts kann man auch hier die Aufspaltungsformel mit dem allgemeinen Moseleyschen Gesetz vereinen und dann das Gesetz der regulären Dubletts auch dahin ausdrücken, daß die Wellenlängenaufspaltung für ein betrachtetes Dublett unabhängig von der Kernladungszahl und somit für die verschiedenen Elemente nahezu konstant sein muß. Eine für manche Zwecke nützliche Erweiterung der oben angegebenen Formel wurde, wie hier nur erwähnt sein mag, von A. Landé (15) aufgestellt. Auf moderner quantenmechanischer Grundlage haben W. Heisenberg und P. Jordan (16) Ableitungen der Formeln für die regulären und irregulären Dubletts gegeben. Für die Energie der verschiedenen Terme eines Atoms mit Z-facher Kernladung und nur einem einzigen Elektron in der äußeren Schale lautet die vollständige quantenmechanische Formel:

$$\frac{W}{R \cdot h} = \frac{(Z - s_{n,l})^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{(Z - d_{n,l,j})^4}{n^3} \cdot \left(\frac{1}{l + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) - \alpha^2 \cdot \frac{(Z - d'_{n,l,j})^4 \cdot j(j+1) - l(l+1) - s(s-1)}{n^3 \cdot 2l(l + 1/2)(l+1)}.$$

In derselben ist α wieder die Feinstrukturkonstante, $s_{n,l}$ bzw. $d_{n,l,j}$ sind Abschirmungskonstanten für die verschiedenen Elektronenbahnen. In der Fig. 1 sind die nach dieser Formel

berechneten Termwerte des Alkalispektrums dargestellt. Man sieht aus dieser Darstellung auch,

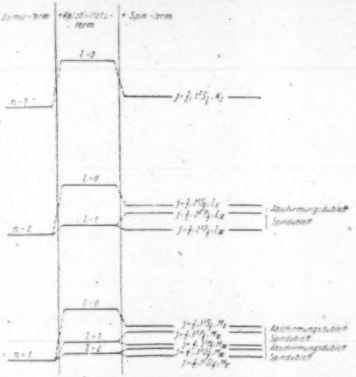


Fig. 1.

(Aus M. Siegbahn, „Spektroskopie der Röntgenstrahlen", S. 329.)

wie in der bereits erwähnten Weise die regulären und irregulären Dubletts aus der Aufspaltung der Balmerterme nach den zugehörenden l- und j-Werten hervorgehen, und wie das gesamte Spektrum sich dann als eine einander abwechselnde Folge von regulären und irregulären Dubletts darstellt. Es erscheint ohne weiteres verständlich, daß die hier besprochenen Gesetzmäßigkeiten, die man bei den im kurzwelligen Ultraviolett liegenden Atomspektren zu erwarten hat, am genausten erfüllt sein werden, wenn man solche Atomsysteme miteinander vergleicht, die sich nur hinsichtlich der Kernladung, nicht aber in der Anzahl und in der Konfiguration der den Kern umgebenden Elektronen unterscheiden. Man sieht sofort, daß man derartige „isoelektronische" Reihen erhält, wenn man, durch die Reihe der Elemente des periodischen Systems fortschreitend, jeweils das Spektrum der nächsthöheren Ionisationsstufe betrachtet. So stellt beispielsweise die isoelektronische Sequenz *H* I, *He* II, *Li* III, *Be* IV, *B* V usw. die Reihe der wasserstoffähnlichen Spektren dar, *He* I, *Li* II, *Be* III, *B* IV usw. die Reihe der heliumähnlichen Spektren, *Li* I, *Be* II, *B* III, *C* IV lithiumähnliche Spektren und so fort. Es ändert sich also beim Fortschreiten innerhalb einer derartigen isoelektronischen Reihe der Typ des Spektrums nicht, und man kann aus den drei erwähnten Gesetzmäßigkeiten, dem Moseleyschen Gesetz und den Gesetzen der regulären und irregulären Dubletts leicht die Verschiebung der Terme mit der Änderung der Kernladungszahl angeben. Nachdem heute bereits eine große Anzahl von derartigen isoelektronischen Reihen gut erforscht ist, erscheint es zweckmäßig, das Prinzip der isoelektronischen Sequenzen zur Grundlage der Darstellung der gesamten extrem kurzwelligen Atomspektren zu wählen. Aus diesem Grunde auch wurden hier diese allgemeinen Tatsachen der Besprechung der einzelnen Ergebnisse vorausgeschickt. Im Rahmen des vorliegenden Artikels konnte dies naturgemäß nur in allgemeinen Umriß geschehen, und es sei daher wegen vieler diesbezüglicher Einzelheiten auf die Darstellungen von W. Grotrian, „Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen" (17), F. Hund, „Linienspektren und periodisches System der Elemente" (18) sowie auf H. E. White, „Introduction to Atomic Spectra" (19) verwiesen.

Bei den wasserstoffähnlichen Spektren: *H* I, *He* II, *Li* III, *Be* IV, *B* V, *C* VI, *N* VII, *O* VIII wird der Kern von nur einem einzigen Elektron umkreist. Infolge der in einem derartigen System vorliegenden Entartung ist die Größe der Terme hier unabhängig von der Nebenquantenzahl l, und die oben angegebene Formel für die Termwerte der alkaliähnlichen Spektren vereinfacht sich somit zu

$$T = R_M \left(\frac{Z}{n}\right)^2 \cdot \left[1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{n}\left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{j+1/2}\right)\right],$$

worin $R_m = 109737{,}4 \cdot \dfrac{1}{1+\dfrac{1}{\dfrac{M}{m}}}$ die für die jeweilige Kernmasse M geltende Rydbergkonstante (m = Elektronenmasse) ist. Es ergibt sich daraus weiter, daß in den erwähnten wasserstoffähnlichen Spektren die Linien der Grundserie, d. h. der Serie, deren fester Term die Hauptquantenzahl 1 hat, enge reguläre Dubletts bilden müssen, deren Aufspaltung

$$\Delta\nu = R_M \cdot \frac{\alpha^2 \cdot Z^4}{2n^3}$$

oder

$$\Delta\lambda = \frac{10^8 \cdot \alpha^2}{2R_M} \cdot \frac{n}{(n^2-1)^2}$$

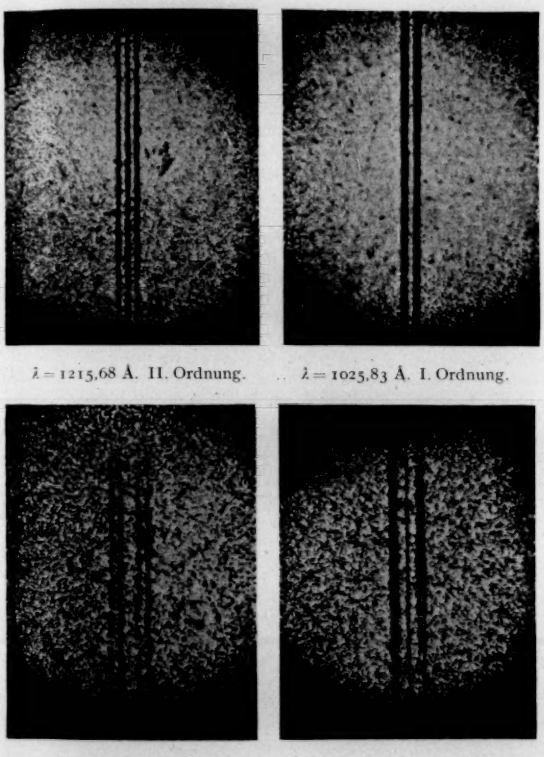
beträgt. Nach B. Edlén (20) berechnen sich für die Schwerpunkte dieser Dublette die Wellenlängen:

H I	*He* II	*Li* III	*Be* IV	*B* V	*C* VI
1215,7 Å	303,8 Å	135,0 Å	75,9 Å	48,6 Å	33,7 Å
1025,7	256,3	113,9	64,1	41,0	28,5
972,5	243,0	108,0	60,7	38,9	27,0

Von diesen verschiedenen Serien wurde, wie bereits eingangs erwähnt, die Grundserie des Wasserstoffs, die Lymanserie, schon zu Beginn der vakuumspektroskopischen Forschung untersucht (6, 10). Diese Serie, von der Lyman seinerzeit nur die ersten drei Glieder beobachtete, wurde neuerdings von K. R. Rao und J. S. Badami (21) in einer Hohlkathodenentladung bis zum 15. Glied erhalten. Nach diesen Autoren treten bei gleichzeitiger Anwesenheit von anderen Gasen oder Dämpfen bisweilen Störungen in der Intensitätsverteilung der Lymanserie auf. Es handelt sich aber dabei wahrscheinlich um Resonanzeffekte zwischen einzelnen angeregten Zuständen des Wasserstoffs und der Beimengung. M. Kulp und E. H. Binkele (22) fanden ähnliche Anomalien in einem durch Wechselstrom von 1000 Perioden angeregten Gemisch von Wasserstoff und Helium bzw. Neon. Die ultraviolette Lymanserie des Wasserstoffs ist ferner von St. S. Ballard und H. E. White (23) zur Untersuchung des Isotopieeffektes benutzt worden. Mit Hilfe eines 3-m-Gitters mit streifendem Einfall konnte das zu erwartende enge Isotopendublett für die ersten 6 Glieder der Serie gemessen werden und ergab sich bis auf $^2/_{1000}$ Å genau in Übereinstimmung mit dem nach der Bainbridgeschen Atomgewichtsbestimmung zu erwartenden Wert. Die Leuchtdauer der ultravioletten Wasserstoffserie wurde von W. Wien (24, 25) bestimmt. Benutzt wurde dabei die bekannte, von demselben Forscher früher zur Messung der Leuchtdauer der Balmerserie entwickelte Methode der abklingenden Kanalstrahlen. Die zur Ermittlung der Lichtintensität längs des abklingenden Kanalstrahls notwendige Abschwächung wurde mittels einer vor dem Kanalstrahlspalt angebrachten verschiebbaren Zunge erreicht. Die Intensität des Kanalstrahllichtes wurde durch die von dem Kanalstrahl transportierte Ladungsmenge gemessen, wobei die galvanometrischen Messungen noch mittels Thermoelement kontrolliert wurden. Man erhält so den Intensitätsabfall längs des abklingenden Kanalstrahls für die verschiedenen Linien der Serie. Bei sechsstündiger Belichtung wurden die ersten fünf Linien der Lymanserie erhalten. Bemerkenswerterweise ergab sich, daß der Abfall der Lichtintensität für die erste und für die zweite Lymanlinie völlig gleich ist. Aus der mit Hilfe der Dopplerverschiebung ermittelten Geschwindigkeit der leuchtenden Atome erhält man dann die Abklingkonstante direkt, die für die beiden ersten Lymanlinien gemäß dem oben erwähnten gleich ist und den Wert $2\alpha = 14{,}8 \cdot 10^7$ sec^{-1} hat. Dieser Wert ist etwa dreimal so groß wie der früher von Wien für die Balmerserie ermittelte und auch nicht in Übereinstimmung mit theoretisch errechneten Werten. Nach der klassischen Theorie beispielsweise sollte die Abklingkonstante etwa 30mal größer sein, nach einer quantentheoretischen Rechnung von M. Y. Sugiura (26) andererseits sollte man eine starke Zunahme der Leuchtdauer mit steigender Gliednummer innerhalb der Serie erwarten. Ebenfalls unter Benutzung von Wasserstoffkanalstrahlen ist es neuerdings R. Frerichs (27) gelungen, an den ersten drei Linien der Lymanserie den Starkeffekt nachzuweisen. Beobachtet wurde die Aufspaltung der Linien im transversalen elektrischen Felde. Als Lichtquelle diente ein besonders leistungsfähiges Kanalstrahlrohr aus Quarz. Die Erzeugung der notwendigen hohen elektrischen Felder geschah nach der bekannten Starkschen Methode. In der Fig. 2 sind einige derart in der ersten und zweiten Gitterordnung erhaltene Aufspaltungsbilder wiedergegeben. Die erste Linie, λ 1215,7 Å, wurde in drei Komponenten, die zweite, λ 1025,8 Å, in vier, die dritte Linie, λ 972,5 Å, in fünf Komponenten aufgespalten. Hinsichtlich Zahl, Lage und Polarisationszustand der Komponenten stimmen diese Ergebnisse vollkommen mit den sich aus der Theorie des linearen Starkeffektes ergebenden Erwartungen überein. Die erwähnte Frerichssche Untersuchung stellt den ersten gelungenen Nachweis eines Starkeffektes im Gebiet der Vakuumspektroskopie überhaupt dar. Die Ergebnisse sind auch insofern bemerkenswert, als im Gegensatz zu den höheren Serien des Wasserstoffs die Aufspaltung der Lymanlinien nicht die Differenzen der aufgespaltenen Terme, sondern diese selbst ergibt. Später ist es dann H. Bomke (28) gelegentlich einer Untersuchung über anderweitige Starkeffekte im Gebiet des extremen Ultravioletts gelungen, die Aufspaltung der Lymanlinien im transversalen Feld bis zu der Höchstfeldstärke von 1,31 Mill. Volt/cm zu verfolgen. R. Frerichs und H. Bomke (29, 30) haben ferner den im Hinblick auf die von J. Stark (31) an der Balmerserie des Wasserstoffs aufgefundene Axialitätserscheinung der Lichtemission interessanten longitudinalen Starkeffekt an den Lymanlinien untersucht und die von Stark gefundenen Effekte der Intensitätsdissymmetrie auch an den beiden ersten Lymanlinien bestätigen können.

Die schon eingangs erwähnte, der Lymanserie des Wasserstoffs entsprechende Serie im Spektrum des *He* II wurde 1924 von Th. Lyman (10, 32) aufgefunden, ebenso die der Balmerserie entsprechende, deren erstes Glied bei 1640,5 Å liegt. Die Frequenzen der Glieder dieser Sorte erhält man bekanntlich aus der modifizierten Balmerformel

$$\nu = 4R_{He}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$



$\lambda = 1215{,}68$ Å. II. Ordnung. $\lambda = 1025{,}83$ Å. I. Ordnung.

$\lambda = 1025{,}83$ Å. II. Ordnung. $\lambda = 972{,}54$ Å. I. Ordnung.

Fig. 2.
(Aus R. Frerichs, Ann. Phys. (5) **19**, 1, 1934.)

An dem erwähnten ersten Glied dieser Serie, λ 1640,5 Å, konnten V. Culanovskij und M. Mochnatkin (33) erstmalig für das Vakuumultraviolett die Feinstruktur einer Linie eines Einelektronensystems feststellen. Als Lichtquelle diente dabei eine Hohlkathodenentladung. Die erwähnte Linie konnte in fünf getrennten Komponenten erhalten werden, in völliger Übereinstimmung mit der Theorie, auch bezüglich der Intensitäten. Eine andere Serie des *He* II im extremen Ultraviolett $1s^2S - mp^2P$, wurde 1930 von P. G. Kruger (34) aufgefunden. Weitere wasserstoffähnliche Spektren wurden in der letzten Zeit von A. Ericson und B. Edlén (35, 36) nach der Methode des Hochvakuumfunkens untersucht. Diese Forscher erhielten so die Spektren von *Li* III, *Be* IV, *B* V und sogar von *C* VI, dessen Linien bereits weit im Gebiet der Röntgenstrahlen liegen. H. G. Gale und J. B. Hoag (37) konnten diese Beobachtungen noch erweitern, indem sie die der Lymanserie entsprechende Serie im *Li* III bis zum fünften Glied verfolgten und auch die ersten beiden Linien der zur Balmerserie analogen *Li*-III-Serie ($n = 2 \leftarrow n = 3$), die bei 729 und 540 Å liegen, auffanden.

Ebenfalls bereits gut erforscht ist auch die Reihe der heliumähnlichen Spektren. Die Grundserie des *He* I selbst, deren erstes Glied bei 584,4 Å liegt, wurde, wie eingangs erwähnt, schon frühzeitig von Lyman (10) aufgefunden. Über die *He* I ähnlichen Spektren von *Li* II, *Be* III, *B* IV, *C* V usw. liegen aus neuerer Zeit zahlreiche Untersuchungen vor (20). Das Spektrum des *Be* III wurde von B. Edlén und A. Ericson (38) bis zu einer Wellenlänge von etwa 100 Å herab aufgenommen. Dies war auch insofern von Bedeutung, als damals die entsprechende Linie bereits röntgenographisch (als $Be\text{-}K_\alpha$) von M. Söderman gemessen worden war und so durch diese Untersuchung erstmalig der Anschluß der optischen Spektren an das Röntgengebiet vollzogen wurde. Linien, die verbotenen Übergängen zugeordnet werden müssen, sind im Spektrum des *He* I verschiedentlich beobachtet worden, u. a. von Th. Lyman (10), von P. G. Kruger (34) sowie neuerdings unter völlig definierten elektrischen Bedingungen von H. Bomke (28). Interkombinationslinien entsprechend der oben erwähnten Interkombinationslinie λ 591,5 Å des *He* I (10) werden in den anderen heliumähnlichen Spektren nicht beobachtet, es kombinieren dort stets nur Terme mit gleicher Multiplizität (20). Die *Li* I ähnlichen Spektren sind eingehend von B. Edlén und A. Ericson (39) untersucht worden. Die so für *Li* I, *Be* II, *B* III, *C* IV erhaltenen Ergebnisse stimmen gut mit den älteren Beobachtungen von I. S. Bowen und R. A. Millikan (40) überein. Von B. Edlén (41) wurde ferner die Reihe der

Be I ähnlichen Spektren *Be* I, *B* II, *C* III, *N* IV, *O* V ausführlich untersucht, ferner auch von I. S. Bowen (42). Bezüglich der extrem kurzwelligen Spektren der Elemente Bor, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff sei auch auf die schon mehrfach erwähnte ausführliche Arbeit von B. Edlén (20) verwiesen. Die Spektren von *C* I und *C* II sind im Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett ferner sehr eingehend untersucht von F. Paschen und P. G. Kruger (43), die zur Erzeugung dieser Spektren eine Kohlehohlkathode in reinem Helium benutzten und so eine sehr reiche Serienentfaltung erhielten. Das Bogenspektrum des Stickstoffs, *N* I, wurde eingehend untersucht von E. Ekefors (44). Das Bogenspektrum des Sauerstoffs sowie auch die höheren Funkenspektren desselben sind in der letzten Zeit Gegenstand einer größeren Zahl vakuumspektroskopischer Arbeiten gewesen. Es liegen darüber u. a. die eingehenden Untersuchungen von I. S. Bowen (45), J. J. Hopfield (46) und R. Frerichs (47, 48) vor. Die Untersuchung der im kurzwelligen Ultraviolett liegenden Spektren des Sauerstoffs ist besonders im Hinblick auf die von I. S. Bowen (45, 49, 50) gegebene Deutung der in den Spektren der galaktischen Nebel auftretenden starken Linien, die man früher keinem bekannten irdischen Element zuordnen konnte, von Bedeutung geworden. Bowen sprach 1927 die Vermutung aus, daß diese Linien von metastabilen Zuständen ausgehende, „verbotene" Übergänge sind und den Spektren von *O* II, *O* III, *S* II und *N* II angehören.

Im Gegensatz zu den vorher erwähnten verbotenen Linien von der Art, wie sie z. B. in den Serien $1\,S - m\,S$ und $1\,S - m\,D$ des *He* I vorliegen (10, 28), die lediglich durch die Auswahlregel für die Nebenquantenzahl, $\Delta l = \pm 1$, bedingt waren und die bei Einwirkung starker elektrischer Felder emittiert werden können, ist es für die hier in Frage stehenden Nebellinien typisch, daß ihr oberer Term ein metastabiler Zustand ist. Sämtliche von diesem Zustand möglichen spontanen Übergänge sind durch die verschiedenen, für die inneren und die Nebenquantenzahlen geltenden Auswahlregeln verboten. Die verbotenen Übergänge aus den metastabilen Zuständen zugehörenden Nebellinien kommen nun nach Bowen dadurch zustande, daß auch diese metastabilen Terme eine endliche, wenn auch sehr große Lebensdauer besitzen und schließlich spontan unter Emission der zugehörenden Quadrupolstrahlung in die energetisch niedrigeren Niveaus übergehen. Unter den gewöhnlichen Laboratoriumsbedingungen können diese Linien normalerweise nicht auftreten, da die Lebensdauer ihrer oberen, metastabilen Terme gegenüber der Zeitspanne zwischen zwei Zusammenstößen viel zu groß ist und die metastabilen Atome daher ihre Energie inzwischen durch strahlungslose Stoßprozesse oder auch über den Weg einer vorangehenden Anregung auf ein normales Niveau und anschließende Emission von Dipolstrahlung abgeben können. Für die Lebensdauer der metastabilen Terme hat man Werte von der Größenordnung von 10^{-2} sec. ermittelt, während die Lebensdauer gewöhnlicher angeregter Zustände durchschnittlich etwa 10^{-8} sec beträgt. In den erwähnten galaktischen Nebeln ist die Dichte der Materie nun so außerordentlich gering, daß nach einer Berechnung von W. Grotrian (17) die Zeit zwischen den Zusammenstößen zweier Atome von der Größenordnung 10^3 bis 10^6 sec wird, so daß hier in der Tat im Sinne der von Bowen ausgesprochenen Hypothese die Emission der verbotenen Nebellinien möglich wird. Die Zahl der auf diese Weise gedeuteten Nebellinien ist heute bereits sehr groß. Es erscheint in diesem Zusammenhang von Interesse, daß es inzwischen auch gelungen ist, verschiedene derartige Linien im Laboratorium zu erzeugen und so zu einer unmittelbaren Prüfung der Bowenschen Theorie zu gelangen. Beispielsweise wurden so die bekannten Nebellinien N_1 und N_2 (λ 5006,84 und λ 4958,91 Å) neuerdings von H. Nagaoka und T. Futagami (51) mit Hilfe einer Entladung in Sauerstoff künstlich erzeugt, die den Übergängen $^1D_2 - {}^3P_2$ und $^1D_2 - {}^3P_1$ des *O*-III-Spektrums entsprachen.

Auch die bekannte grüne Nordlichtlinie λ 5577,35 Å ist von J. C. McLennan, J. H. McLeod und W. C. Quarrie (52) als Kombinationslinie der tiefen metastabilen Terme $^1D_2$ und $^1S_0$ des neutralen Sauerstoffatoms gedeutet und daraufhin von McLennan und A. J. C. Ireton (53) im Laboratorium mit Hilfe einer Glimmentladung durch nur Spuren von Sauerstoff enthaltendes Argon künstlich erzeugt worden. Die Anregung soll unter diesen Bedingungen so erfolgen, daß durch Stöße zweiter Art die Energie von angeregten Argonatomen auf O_2-Moleküle übertragen wird, die dadurch dissoziiert und angeregt werden. Sehr eingehend wurde, wie hier nur beiläufig erwähnt sei, die Frage nach der Deutung der grünen Nordlichtlinie von R. Frerichs und J. S. Campbell (54) untersucht, wobei es gelang, durch Bestimmung des Zeemantyps die Quadrupolnatur dieser Strahlung endgültig sicherzustellen. Die im Vakuumgebiet liegenden *O* I ähnlichen Spektren von *F* II, *Ne* III, *Na* IV, *Mg* V und *Al* VI wurden von J. Söderqvist (55) untersucht, dem es gelang, in der ganzen Sequenz die tiefsten Singulett- und Tripletterme zu ermitteln. Das *Ne*-III-Spektrum allein wurde ferner sehr eingehend erforscht von V. v. Keußler (56).

der zur Erzeugung dieses Spektrums mit gutem Erfolg die elektrodenlose Ringentladung benutzte. Aus der Reihe der *N*-I-ähnlichen Spektren liegen von J. Söderqvist (57, 58) über die Spektren von *Na* III, *Mg* IV und *Al* V eingehende Beobachtungen vor. Ebenfalls im Hinblick auf die Möglichkeit gewisser „verbotener" Übergänge (Nebellinien) von Interesse ist das kurzwellige Gebiet des Schwefelbogenspektrums, das erstmalig mittels Vakuumspektrographen von J. J. Hopfield (60, 59) untersucht worden war. Eine sehr vollständige und umfassende Klassifizierung des gesamten Spektrums des *S* I und des *S* II wurde neuerdings von R. Frerichs (61) durchgeführt. Spätere Untersuchungen von J. E. Ruedy (62) ergaben eine vollständige Bestätigung der von Frerichs gegebenen Termeinordnungen des *S* I und *S* II. V. v. Keußler (63) hat mit der oben erwähnten Methode der Hochfrequenzanregung auch das *S* I ähnliche Spektrum des *Ar* III erhalten und konnte aus dem Vergleich der gefundenen Terme mit den entsprechenden des *Cl* II und des *S* I auf diese Weise feststellen, daß die Hauptquantenzahl der *D*-Terme im S-I-Spektrum von den früheren Beobachtern um eine Einheit zu hoch angesetzt worden war. Die sehr kurzwelligen, zwischen 100 und 1000 Å liegenden Funkenspektren der Elemente Kalium und Kalzium sind nach der Methode des streifenden Einfalls von E. Ekefors (64) ermittelt worden. M. W. Frawick (65) untersuchte verschiedene höhere Funkenspektren aus der *Rb*-I-Reihe, W. M. Cady (66, 67) desgleichen die *Ca* I ähnlichen Spektren von *Mn* IV, *Fe* VII, *Co* VIII und *Ni* IX. Ebenso wurde die Reihe der *Pd*-I-artigen Spektren *Pd* I, *Ag* II, *Cd* III, *In* IV, *Sn* V, *Sb* VI und *Te* VII von K. G. Schoepfle (68) lückenlos beobachtet. Neuerdings hat I. S. Bowen (69) ferner sehr eingehende Untersuchungen über die Vakuumspektren der Zwei- und Dreielektronensysteme *Si* II, *P* III, *S* IV sowie *Si* III, *P* IV, *S* V veröffentlicht. In allen den erwähnten Fällen haben sich die eingangs erwähnten Gesetzmäßigkeiten, das Moseleysche Gesetz wie die Gesetze der regulären und irregulären Dubletts, als sicherer und zuverlässiger Führer in der Fülle der experimentellen Beobachtungen erwiesen. Das Gesetz der irregulären Dubletts gilt, wie schon gesagt wurde, stets, auch im Falle höherer Multiplizität, wofern nur bei dem betrachteten Übergang die Hauptquantenzahl ungeändert bleibt, aber auch das Gesetz der regulären Dubletts kann in sinngemäßer Übertragung in derartigen Fällen noch benutzt werden. Man muß dann nämlich die Schwerpunkte der äquivalenten Multipletts, die man erhält, indem man jeder Linie ein Gewicht $(2j+1)$ zuordnet, gegen die Kernladungszahl auftragen, um wieder die einfache Proportionalität mit $(\Delta\nu)^{1}/_{4}$ zu erhalten, wie es in der Tat auch experimentell bestätigt wird, beispielsweise von H. T. Gilroy (70) bei einer systematischen diesbezüglichen Untersuchung der Vanadiumreihe *V* I bis *Ni* VI. Für die Einordnung mancher Vakuumlinien können u. U. auch die Erscheinungen des Zeemaneffektes und der Hyperfeinstruktur von Bedeutung sein. Wegen der geringen Wellenzahlaufspaltung derartiger Effekte könnte man zunächst annehmen, daß es im Gebiet des kurzwelligen Ultravioletts überhaupt aussichtslos wäre, derartige Erscheinungen dort nachzuweisen. Bei der großen Dispersion der heute zur Verfügung stehenden Vakuumspektrographen erscheint jedoch auch diese Aufgabe nicht mehr aussichtslos. So konnte kürzlich, nachdem bereits, wie oben schon erwähnt, auch Starkeffekte im Vakuumgebiet nachgewiesen worden waren, P. Lacroute (71) erstmalig in diesem Wellenlängengebiet Zeemaneffekte auffinden. Bei einem Magnetfeld von 23000 Gauß gelang es diesem Forscher, im Spektrum des Brom und des Jod in dem Gebiet zwischen 649 und 2281 Å zahlreiche Zeemanstrukturen zu messen, und zwar für 26 *Br*-I-Linien, 182 *Br*-II-Linien sowie für 244 *J*-II-Linien. Die *g*-Faktoren für 20 tiefe Terme des *Br* I konnten so ermittelt werden. Das Kernmoment des Broms ergab sich aus diesen Messungen, wie nur beiläufig erwähnt sei, in Übereinstimmung mit den bekannten, im Sichtbaren ausgeführten Bestimmungen zu 5/2. Hyperfeinstrukturen im Gebiet des Vakuumultravioletts waren schon einige Jahre früher von G. Arvidsson (72) an einigen Linien des *Tl*-III- und des *Tl*-IV-Spektrums sowie auch beim *Bi* III gefunden worden. Die Größe der Aufspaltungen betrug dabei nur etwa 3 bis 6 cm^{-1}. Abschließend mag noch ein interessanter Versuch von K. Wien (73) erwähnt sein, dem es gelang, für eine Anzahl von im Vakuumgebiet liegenden Spektrallinien den unmittelbaren Nachweis dafür zu führen, daß die Träger der Bogenspektren die neutralen Atome, die Träger der Funkenspektren dagegen positive Ionen sind, nachdem diese Auffassung bereits seit der Aufstellung der Bohrschen Theorie allgemein als Grundlage für die Deutung der Spektren angenommen und durch die gesamten spektroskopischen Befunde indirekt bestätigt worden war. Der erwähnte direkte experimentelle Beweis wurde von K. Wien in der Weise geführt, daß vermittels eines elektrischen Feldes ein Kanalstrahl in den unabgelenkten, aus neutralen Atomen bestehenden und in den aus positiven Ionen bestehenden abgelenkten Strahl zerlegt wurde und das Spektrum der von beiden Bündeln erzeugten Strahlung mittels Vakuumspektrographen aufgenommen wurde, wobei sich

für die untersuchten Gase Sauerstoff und Stickstoff der erwartete Befund ergab, daß das Bogenspektrum von dem ungeladenen Atom, das Funkenspektrum von dem positiven Ion emittiert wird.

2. Molekülspektren.

Molekülspektren im Vakuumultraviolett waren bereits seit den ersten Untersuchungen von Schumann und Lyman bekannt. Insbesondere liegen aus der älteren Zeit bereits zahlreiche Beobachtungen des kurzwelligen Viellinienspektrums des Wasserstoffs vor. Einen wesentlichen Fortschritt auf dem Gebiet der Bandenspektroskopie im kurzwelligen Ultraviolett brachten aber erst die letzten Jahre, nachdem sowohl die Theorie der Bandenspektren genügend durchgebildet als auch die experimentellen Methoden zur Erzeugung der Spektren und zur Erzielung der für die Zwecke der Bandenanalyse notwendigen erheblichen Spektrographendispersion entwickelt worden waren. Bezüglich der älteren Untersuchungen muß auf das oft erwähnte Buch von Lyman (1) verwiesen werden, aber auch von den sehr zahlreichen neueren diesbezüglichen Arbeiten kann wegen der Begrenzung des zur Verfügung stehenden Raumes hier nur eine kurze, zur Charakterisierung des augenblicklichen Standes der Forschung dienende Auswahl derselben gegeben werden. Ein ausführlicher Bericht über die Fortschritte auf dem Gebiet der diskontinuierlichen Molekülspektren, auf den hier verwiesen sei, wurde kürzlich von R. Frerichs (74) gegeben. Außerdem liegen eingehende Angaben über Molekülspektren vor in den Tabellen der Bandenspektren des neu erschienenen Ergänzungsbandes des Landolt-Börnstein (75) sowie in der Tabellensammlung von H. Sponer (76).

Das im Vakuumviolett liegende Teilgebiet des Bandenspektrums des Wasserstoffs liegt in dem Wellenlängengebiet zwischen 800 und 1600 Å und ist sowohl in Emission wie in Absorption sehr eingehend untersucht worden. Eine zweckmäßige Methode zur Erzeugung dieses Spektrums in Emission wurde bereits früher von Th. Lyman (77) angegeben. Man benutzt dazu eine Entladung durch Argon von einigen Millimetern Druck, dem eine geringe Menge Wasserstoff beigemengt ist. Das nach dieser Methode erhaltene vereinfachte Bandenspektrum des Wasserstoffs wurde von E. E. Witmer (78) gedeutet. Nach Untersuchungen von H. Beutler (79) tritt infolge der selektiven Anregung des Wasserstoffs durch Stöße zweiter Art, die unter diesen Entladungsbedingungen die direkte Anregung durch Elektronenstoß weit übertrifft, die erwähnte Vereinfachung des Spektrums auf. Das vollständige Emissionsspektrum des H_2 ist neuerdings auch von C. R. Jeppesen (80) zwischen 810 und 1375 Å mittels eines 3-m-Gitters mit streifendem Einfall mit großer Genauigkeit ausgemessen worden, wobei über 1400 neue Linien aufgefunden werden konnten. K. Mie und H. Beutler (81, 82) untersuchten vor kurzem verschiedene zwischen 1000 und 1650 Å liegende selektive Rotationsdublettserien des aus schwerem und leichtem Wasserstoff gebildeten *HD*-Moleküls und erhielten die Rotations- und Schwingungskonstanten in völliger Übereinstimmung mit den Erwartungen der Isotopentheorie. Die Nullpunktsenergie des *HD*-Moleküls ergab sich dabei zu 5,359 kcal bzw. zu 1888 cm^{-1}. G. H. Dieke und J. J. Hopfield (83, 84) fanden schon früher im kurzwelligen Spektrum des H_2 zwei Bandensysteme, die einem Zerfall des Moleküls in ein normales und ein angeregtes Atom entsprechen. Aus diesen Messungen ergab sich nach O. W. Richardson (85) für die Dissoziationsenergie des H_2 ein Wert von 4,428 Volt, während H. Beutler (86) aus der Analyse anderer zwischen 1050 und 1600 Å liegender Bandenzüge einen Wert von 4,454 Volt bzw. 102,68 kcal für das H_2-Molekül findet. Nach demselben Autor ergibt sich für die Dissoziationsenergie des *HD*-Moleküls der Wert von 103,50 kcal und für das D_2-Molekül 104,48 kcal. Ein weiteres Bandensystem des H_2, dessen 0-0-Bande bei 842 Å liegt, wurde von J. J. Hopfield (87) in Absorption aufgefunden. Dieses Bandensystem nebst nach kurzen Wellen anschließendem Kontinuum wurde vor kurzem eingehend von H. Beutler, A. Deubner und O. H. Jünger (88, 89) untersucht, und zwar sowohl für leichten wie für schweren Wasserstoff (H_2 und D_2). Insbesondere wurde bei den Absorptionsversuchen einmal ein in der Hauptsache para-Wasserstoff enthaltender Wasserstoff, das andere Mal ein Gemisch von $^3/_4$ ortho- und $^1/_4$ para-Wasserstoff benutzt. Die Unterschiede, die sich im ortho- und im para-Spektrum zeigten, konnten restlos gedeutet werden. Unter anderem erwies es sich, daß im Falle des para-Wasserstoffs die kontinuierliche Absorption in zwei Stufen einsetzt, entsprechend dem Umstand, daß die para-Moleküle mit $K'' = 0$ und mit $K'' = 2$ rotieren können. Die Absorptionskante der mit $K'' = 1$ rotierenden ortho-Moleküle ist dagegen einfach und liegt zwischen den beiden Kanten des para-Zustandes. Über das Molekülspektrum des Heliums liegen aus neuerer Zeit für das extreme Ultraviolett eingehende Untersuchungen von J. J. Hopfield (87, 90) vor. Dieser Forscher entdeckte 1930 im Spektrum einer Heliumbogenentladung eine Reihe von neuen Bandensystemen, deren Schwerpunkte bei 600, 649 und 662 Å liegen, sowie ein Emissionskontinuum, das von 662 Å an abwärts

bis mindestens 537 Å reicht. Außer diesem ersten Kontinuum war bei denselben Anregungsbedingungen noch ein zweites schwaches Kontinuum bei etwa 750 Å vorhanden. In der oszillatorischen Entladung verschwindet das erste Kontinuum, während das zweite sehr lichtstark erscheint und sich dann über den gesamten Bereich von 500 bis 1125 Å erstreckt. Gemäß der von Hopfield vorgeschlagenen Deutung soll ein innerer Zusammenhang zwischen den erwähnten kurzwelligen Banden und dem im Sichtbaren liegenden Spektrum des He_2 bestehen, und zwar soll sich das gesamte Heliumbandenspektrum aus der Annahme erklären lassen, daß zwei Arten von *He*-Molekülen, ein Typ A, aus zwei nicht angeregten, locker gebundenen *He*-Atomen bestehend, und ein Typ B, bei welchem die Atome zum metastabilen Zustand $2\,^3S$ angeregt sind, gebildet werden. Nach neuen Ergebnissen von J. L. Nickerson (91, 92) scheinen jedoch kompliziertere Verhältnisse vorzuliegen. Zur Klärung der vermuteten Zusammenhänge wurde von diesem Autor die bei 600 Å liegende, erstmalig von Th. Lyman beobachtete *He*-Bande untersucht. Es ergab sich, daß diese Bande stets mit starker Intensität auftritt, wenn auch die sichtbaren *He*-Banden kräftig angeregt werden, doch zeigte die nähere Untersuchung, daß die Intensität der 600-Å-Bande linear mit der Stromstärke zunimmt, während nach den Befunden von Weizel (93) die sichtbaren Banden quadratisch mit der Stromstärke ansteigen. Ähnliche Beobachtungen ergaben sich auch für die diffusen Strukturen bei 647 und 662 Å. Eingehende Untersuchungen liegen ferner vor für die kurzwelligen Molekülspektren des Stickstoff und des Sauerstoff. Das Absorptionsspektrum des N_2 zwischen 600 und 1100 Å wurde von J. J. Hopfield (94) mit Hilfe des obenerwähnten Heliumkontinuums aufgenommen. Sehr genaue Untersuchungen des Gebietes zwischen 300 und 2300 Å liegen von W. W. Watson und Ph. G. Koontz (95, 96) vor. U. a. konnte das 1928 von Birge und Hopfield (97) gefundene Bandenspektrum bei der zur Verfügung stehenden großen Dispersion von 5,5 Å/mm erstmalig in seine Rotationsstruktur aufgelöst werden. In einem *He*- und N_2-Gemisch wurden ferner neue Banden des von Hopfield (94) entdeckten N_2-Spektrums erhalten. Im langwelligen Schumanngebiet wurden diese Spektren neuerdings eingehend untersucht von J. Kaplan und L. D. Leyanas (98), die im Gebiet zwischen 2425 und 2800 Å Anzeichen einer Prädissoziation wie Intensitätsabfall und Diffuswerden der Banden, feststellten. Das Absorptionsspektrum des Sauerstoffmoleküls wurde ebenfalls von Hopfield (94) mit Hilfe des kurzwelligen *He*-Kontinuums im Gebiet zwischen 600 und 1100 Å aufgenommen. Die erhaltenen Ergebnisse haben neuerdings auch im Zusammenhang mit Dispersionsuntersuchungen ein gewisses Interesse erlangt. R. Ladenburg und G. Wolfsohn (99) hatten die Dispersion des O_2 in dem Wellenlängenbereich zwischen 1920 und 6000 Å interferometrisch nach der Pucciantimethode bestimmt und daraus Eigenfrequenzen des O_2 bei 1899, 1468 und 544 Å berechnet. Die beiden langwelligen Eigenfrequenzen stimmen mit Absorptionsbanden des bekannten Schumann-Runge-Systems überein, wie eine diesbezügliche direkte Nachprüfung von R. Ladenburg und C. V. van Voorhis (100, 101) bestätigte. Eingehende Untersuchungen über die kurzwelligen Absorptionsspektren verschiedener anderer einfacher Gase liegen in den Arbeiten von H. J. Henning (102, 103) und von G. Rathenau (104) vor. Von den genannten Autoren wurden mittels des Lyman-Kontinuums in dem Gebiet von 270 bis 2000 Å die Spektren von CO, CO_2 und H_2O untersucht. Für sämtliche drei Gase ergaben sich im Schumanngebiet diskrete Bandenlinien, während bei noch kürzeren Wellen kontinuierliche Absorptionsgebiete sowie diffuse Banden, die auf Prädissoziationserscheinungen hindeuten, beobachtet wurden. Unterschiede im Absorptionsspektrum von leichtem und schwerem Wasserdampf wurden von J. Franck und R. W. Wood (105) festgestellt. U. a. zeigte sich, daß die langwellige Grenze des kontinuierlichen Absorptionsspektrums im Falle des D_2O zu kürzeren Wellen verschoben ist. Beobachtungen über die Absorptionsspektren verschiedener organischer Gase und Dämpfe im Gebiet des Schumannultraviolett wurden beispielsweise von G. Herzberg (106) angegeben. Ferner untersuchte W. C. Price (107) die Absorptionsspektren von Formaldehyd und von Blausäure im Gebiet zwischen 1150 und 1750 Å, wobei in den beobachteten Bandenzügen Prädissoziationserscheinungen festgestellt wurden. Das Blausäurespektrum wurde zwischen 1820 und 2300 Å auch von S. C. Woo und R. M. Badger (108) gemessen. Für das im Schumanngebiet liegende Spektrum des Methyljodid wurde eine eingehende Analyse durchgeführt von W. C. Price (109) sowie auch von R. S. Mulliken (110). Über die Absorption von Acetylengas liegen ebenfalls Beobachtungen von Price (111) vor. Dieses Gas, das in dem Gebiet zwischen 800 und 1050 Å ein starkes Absorptionskontinuum hat, wird bemerkenswerterweise unterhalb von 800 Å wieder praktisch völlig durchlässig.

3. Wellenlängennormalen im extremen Ultraviolett.

Es wurde bereits erwähnt, daß die ersten zuverlässigen Bestimmungen von Wellenlängen im

Vakuumgebiet von Th. Lyman (5) nach der Methode der Koinzidenz von Linien in den verschiedenen Gitterordnungen ausgeführt worden waren. In der letzten, 1928 erschienenen Ausgabe seiner Monographie (1) gibt Lyman eine für viele Zwecke durchaus ausreichende Tabelle, die insbesondere Linien aus dem Wasserstoffvielinienspektrum, ferner eine Anzahl von Linien des Kohle-, Helium-, Stickstoff-, Sauerstoff- und Aluminiumspektrums enthält. Die angegebenen Werte entstammen teils eigenen Messungen Lymans, teils sind sie älteren Messungen von Millikan und Bowen, Fowler, Simeon und anderen entnommen, die ebenfalls die Lymansche Koinzidenzmethode benutzten. Sehr genaue Wellenlängenbestimmungen, die die Fixierung von Normallinien ermöglichten, wurden für das Gebiet des extremen Ultravioletts erstmalig ausgeführt von I. S. Bowen und S. B. Ingram (112). Mittels Vakuumfunken wurden von diesen Autoren nach der Lymanschen Methode die Spektren von Kohlenstoff, Sauerstoff, Aluminium und Eisen bis zu 600 Å herab an langwellige, interferometrisch gemessene Eisennormalen angeschlossen. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß direkte interferometrische Wellenlängenmessungen zur Zeit bis 2300 Å herab von C. V. Jackson (113) ausgeführt worden sind. Außer der erwähnten Methode kommen, worauf vor allem F. Paschen (114) hingewiesen hat, in manchen Fällen für genaue Wellenlängenfeststellungen auch Bestimmungen auf Grund der gut erforschten Seriengesetzmäßigkeiten in Frage. Viele Terme nämlich sind aus langwelligen Kombinationsserien mit großer Genauigkeit bestimmbar, so daß man dann auch die Lage der entsprechenden kurzwelligen Linien mit derselben Genauigkeit angeben kann. Diese Möglichkeit erscheint vor allem für die Spektren des *Al* II und des *Hg* II, bei denen die in Frage stehenden langwelligen Serien sehr genau untersucht sind, aussichtsreich. Eine zweite Möglichkeit der Wellenlängenbestimmung auf Grund von Spektralgesetzen ergibt sich aus der genauen Gültigkeit der Bohrschen Formel für die ultravioletten Serien des *H* und *He* II. Paschen erhielt so aus der Bohrschen Formel, wobei unter Berücksichtigung der Feinstruktur der Linien die Lage der Intensitätsschwerpunkte berechnet wurde, eine Reihe von vorzüglichen Normalen, an die beispielsweise die Linien der von Lyman (10) aufgefundenen Grundserie des *He* I angeschlossen werden konnten. Nach der obenerwähnten Methode der Überlagerung verschiedener Gitterordnungen bestimmten J. M. McImes und J. C. Boyce (115) die Wellenlängen zahlreicher Linien von *H*, *He*, *C*, *N*, *O*, *Ne*, *Na*, *Si*, *Ar* und *Hg*, die man bei Benutzung von Gasentladungen im Gebiet zwischen 100 und 2500 Å erhält. Zur selben Zeit etwa gelang es J. Söderqvist und B. Edlén (116) bei Benutzung eines 1-m-Gitters mit streifendem Einfall eine größere Anzahl von sehr guten Wellenlängennormalen im extrem kurzwelligen Gebiet zu erhalten. Die höheren Ordnungen der Linien wurden wieder in der bekannten Weise an langwellige Eisennormalen angeschlossen. Durch die Verwendung eines sehr engen Spektrographenspaltes ließ sich eine Auflösung von 13700 erzielen. Die Fehlergrenze der von den beiden Autoren angegebenen Wellenlängenwerte beträgt nur etwa 0,01 Å. Die extrem kurzwelligen Funkenspektren von *K* und *Ca* wurden von E. Ekefors (64) ebenfalls mit größter Genauigkeit ausgemessen. Das Auflösungsvermögen des benutzten Gitters mit streifendem Einfall betrug bei 310 Å etwa 80000. Mittels eines 2-m-Gitters wurde ferner das langwellige Vakuumspektrum zwischen 1500 und 1900 Å, insbesondere die Spektren von *Al*, *Si* und *Bi* in diesem Gebiet, von R. V. Zumstein (117) einer genauen Ausmessung unterzogen. Im äußersten Vakuumultraviolett, zwischen 240 und 385 Å, erzielten L. und E. Bloch (118, 119) bei der Ausmessung der höheren Funkenspektren von *Cu*, *Fe* und *C* eine Meßgenauigkeit von 0,001 Å. Sehr genau und systematisch wurden neuerdings ferner die gesamten im Vakuumgebiet liegenden Linien von *O*, *N* und *C* durch B. Edlén (120) bestimmt. Diese Edlénschen Messungen sind besonders im Hinblick auf die Tatsache wichtig, daß Linien der erwähnten drei Elemente als Verunreinigungen bei den meisten vakuumspektroskopischen Arbeiten auftreten und somit leicht als Wellenlängennormalen benutzt werden können. Die Wellenlängenmessungen Edléns, die eine absolute Genauigkeit von 0,001 Å aufweisen (die relative Genauigkeit der gemessenen Multiplettintervalle ist noch größer), sind in einer bequemen Tabelle zusammengestellt, in der neben den Wellenlängen zugleich auch die Schwingungszahlen, ferner die Intensität sowie die Zuordnung zu den verschiedenen Ionisationsstufen (*O* I bis *O* VI, *C* I bis *C* IV, *N* I bis *N* V) angegeben sind. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den obenerwähnten Messungen von Bowen und Ingram (112) und ergänzen dieselben in sehr glücklicher Weise für das unter 500 Å liegende Gebiet, wo Bowen und Ingram nicht gemessen hatten. Mit Hilfe des im folgenden näher beschriebenen großen Krugerschen Gitters mit streifendem Einfall haben ferner P. G. Kruger und F. S. Cooper (121, 122) sowie P. G. Kruger und W. E. Shoupp (123) zahlreiche Vakuumlinien mit großer Genauigkeit ausgemessen. Insbesondere wurden so zwischen 80 und 650 Å mehrere hundert Linien des *Cu* VI.

Cu VII, *Cu* VIII und *Cu* IX erhalten, indem die zu messenden Linien in Abständen von etwa 1 Å mit bereits bekannten *Al*-Linien verglichen wurden. Ebenso wurden in demselben Wellenlängenbereich verschiedene Linien der höheren Funkenspektren des *Co*, *Ni* und *Zn* sowie zahlreiche Linien des *O* III, *O* IV und *O* V gemessen. Die absolute Genauigkeit dieser Messungen, bei denen eine Interpolationsformel von der Form

$$\lambda = \lambda_0 + A \cdot x + B \cdot x^2 + C \cdot x^3 + \ldots,$$

die sich aus der allgemeinen Gleichung des Konkavgitters ableiten läßt, zugrunde gelegt wurde, beträgt etwa 0,005 Å. Eine umfassende Zusammenstellung hat neuerdings auch B. Edlén (20) gegeben. Es finden sich dort sehr vollständige Angaben über die Linien der isoelektronischen Reihen *H* I bis *C* VI, *He* I bis *C* V, *Li* I bis *O* VI, *Be* I bis *O* V, *B* I bis *O* IV, *C* I bis *O* III sowie *N* I, *O* II. Zugleich mit diesen Daten sind auch die Ionisierungsspannungen für die verschiedenen Ionisationsstufen der erwähnten Elemente dort angegeben. Für die sehr kurzwelligen Funkenspektren von *Na*, *Mg*, *Al* und *Si* liegen ähnliche genaue Messungen vor von J. Söderqvist (124). Sämtliche nach der Methode der Überlappung verschiedener Gitterordnungen ausgeführten Wellenlängenbestimmungen dürften jedoch mit kleinen, von der benutzten Methode herrührenden systematischen Fehlern behaftet sein. Auf diese Schwierigkeit wird u. a. in einer kürzlich erschienenen Arbeit von J. C. Boyce und C. A. Ricke (125) hingewiesen. Die Frage nach endgültigen Wellenlängennormalen für das kurzwellige Ultraviolett kann definitiv erst erledigt werden, wenn es gelungen sein wird, jene systematischen Abweichungen zu eliminieren.

4. Absorptionsuntersuchungen an festen Körpern.

Die Frage nach der Absorption fester Körper im Gebiet des Vakuumultraviolett ist experimentell wie auch theoretisch vielfach untersucht worden. A. Smakula (126) bestimmte für Wellenlängen bis zu 1860 Å herab die Absorption von dünnen Metallschichten (*Cu*, *Ag* und *Au*) nach einer lichtelektrischen Methode und fand bei allen drei Metallen kleine periodische Schwankungen im Verlauf der spektralen Absorptionskurve, die vermutlich den Elektronenübergängen im Metallgitter entsprechen. Theoretisch wurden die damit zusammenhängenden Fragen von H. Frölich (127) behandelt, der die Lage und Breite der verbotenen bzw. erlaubten Elektronenniveaus im Kristallgitter von *Cu*, *Ag* und *Au* berechnete. R. W. Wood (128) bestimmte die ultraviolette Lichtdurchlässigkeit von dünnen, auf Quarz niedergeschlagenen Alkalimetallschichten bei der Temperatur der flüssigen Luft. Es ergab sich daraus die größte Durchlässigkeit für Lithium bei 1800 Å, *Na* bei 1900 Å, *K* bei 2800 Å, *Rb* bei 3100 Å und *Cs* bei 4300 Å. Über die Absorption von Quarz, Flußspat, Steinsalz usw. im Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett liegen zahlreiche ältere Beobachtungen vor, die bei Th. Lyman (1) ausführlich behandelt werden. Als Material für optische Prismen und Linsen kommt für das Vakuumgebiet jedoch lediglich Flußspat in Frage, dessen Durchlässigkeitsgrenze bei etwa 1250 Å liegt. Eine noch größere Durchlässigkeit nach kurzen Wellen zeigt Lithiumfluorid, *LiF*, das neuerdings auch künstlich in für manche Zwecke genügender optischer Klarheit hergestellt werden kann. E. G. Schneider (129) untersuchte dieses Material eingehend im Hinblick auf seine optischen Eigenschaften im kurzwelligen Schumanngebiet und ermittelte bei 1600 Å für den Absorptionskoeffizienten den Wert 0,3/cm, bei 1200 Å den Wert 1,0/cm. Bei 1130 Å ist der Brechungskoeffizient des *LiF* etwa 1,70. Das Reflexionsvermögen von Gold- und Glasspiegeln wurde von H. M. O'Bryan (130) im kurzwelligen Vakuumgebiet, zwischen 388 und 770 Å, für verschiedene Einfallswinkel bestimmt. Von demselben Autor wurde zwischen 300 und 1000 Å auch die Reflexion und Absorption von dünnen Zelluloidschichten (Dicke derselben etwa 60 bis 400 Å) gemessen (131, 132). Mit Hilfe der Fresnelschen Formeln ergab sich so auch der Brechungsexponent dieser Schichten, der für Wellen über 800 Å gleich eins, für kürzere Wellen kleiner als eins gefunden wurde. Im Anschluß an diese Untersuchungen wurde von O'Bryan auch die Absorption und Reflexion von dünnen, auf die erwähnten Zelluloidfilme aufgedampften Goldschichten untersucht (133). Die etwa 100 mμ starken, im sichtbaren Licht grün durchscheinenden Schichten reflektierten bei 1000 Å noch etwa 12 Proz. der auffallenden Strahlung und bei 400 Å noch 1 Proz. derselben. Die Absorption bei 400 Å beträgt etwa $5 \cdot 10^5$/cm. Zwischen 190 und 1550 Å bestimmte A. Smith (134) den Verlauf der spektralen Absorptionskurve für die Ionenkristalle *NaCl*, *KCl* und *KJ*. Die gefundenen Absorptionsmaxima liegen bei: 1120, 705, 530 und 320 Å für *KCl*, 825, 625 und 510 Å für *KJ*, 890, 655, 535 und 350 Å für *NaCl*. Bei Bestrahlung vieler fester Körper mit Licht von derartig kurzen Wellenlängen tritt häufig eine langwellige Fluoreszenzstrahlung auf. Th. Lyman (135) findet so, daß das Absorptionsgebiet zwischen 990 und 1230 Å von klarem farblosem Flußspat (aus Zell in Baden) zu einer Fluoreszenzstrahlung im Gebiet des Quarzultraviolett Anlaß gibt, die aus einer breiten Bande zwischen 2450 und 3810 Å und aus drei scharfen Linien bei

3812, 3144 und 3133 Å besteht. W. Kudrjawzewa (136) findet mit Hilfe eines neuartigen Spitzenzählerspektrographen eine kurzwellige Fluoreszenzstrahlung sowie auch Phosphoreszenz zwischen 1500 und 2500 Å bei mit Röntgenlicht vorbestrahltem Steinsalz. O. Glasser und J. E. Beasley (137) untersuchten später dieselbe Erscheinung eingehender und ermittelten für die Halbwertzeit der erwähnten langdauernden Phosphoreszenz des röntgenisierten Steinsalzes einen Wert von mehreren Tagen.

5. Photoeffekte im Vakuumultraviolett.

Einige ältere qualitative Beobachtungen über das Auftreten des äußeren Photoeffektes werden bereits in dem Buch von Lyman (1) erwähnt. Aus neuerer Zeit liegen verschiedene weitere derartige Untersuchungen vor, doch ist wegen der großen experimentellen Schwierigkeiten auch heute noch wenig Sicheres über den äußeren Photoeffekt im kurzwelligen Ultraviolett bekannt. Es ist vor allem das bis jetzt noch nicht befriedigend gelöste Problem der spektralen Energiemessung im Vakuumgebiet, das diese Lage bedingt. Einwandfreie Untersuchungen des Photoeffektes wären auch aus theoretischen Gründen von einem gewissen Interesse. Nach einer von Ig. Tamm und S. Schubin (138) stammenden Theorie beispielsweise soll sich der äußere Photoeffekt aus zwei verschiedenen Anteilen zusammensetzen, nämlich

1. aus einem Oberflächeneffekt und
2. aus einem Volumeneffekt.

An sich sollte man ja an vollkommen freien Metallelektronen wegen des Impulssatzes keinen Phtoeffekt erwarten dürfen. Aus zwei Gründen wird jedoch dieses Verbot durchbrochen, nämlich wegen der Oberflächenbegrenzung des Metalls, die zu dem Oberflächeneffekt Anlaß gibt, und wegen der im Metallgitter nicht völlig freien Metallelektronen, was einen Volumeneffekt bewirkt. Im langwelligen Spektralgebiet überwiegt weitaus der erste Effekt, der normalerweise allein beobachtet wird. Im Gebiet des Vakuumultraviolett dagegen könnte man daneben auch einen merklichen Volumeneffekt erwarten, der dann einen zweiten Anstieg der Spektralausbeute bewirken müßte. Leider sind jedoch, wie bereits gesagt, die bisherigen Untersuchungen im kurzwelligen Gebiet noch wenig geeignet, diese und ähnliche Fragen zu entscheiden. Einen Versuch, die lichtelektrische Spektralausbeute im Gebiet der kurzen Wellen für verschiedene Metalle zu messen, machte neuerdings C. Kenty (139, 140), der die Metalle *Ni*, *W* und *Mg* sowie Wolframoxyd mit dem Licht der positiven Säule von verschiedenen Gasentladungen bestrahlte, wobei die unterhalb 1500 Å liegende Strahlung mittels eines Filters ausgeschaltet werden konnte. Die aus zwei derartigen Differenzmessungen gewonnene Photostromdifferenz wurde als Maß für die photoelektrische Empfindlichkeit benutzt. Eine gewisse Abhängigkeit dieser Größe von der Elektronenaustrittsarbeit der untersuchten Photokathoden konnte festgestellt werden, doch ist es nicht möglich, weitergehende Schlüsse zu ziehen, da die Versuchsbedingungen nicht genügend klar definiert sind. Für das langwellige Grenzgebiet des Schumannultraviolett, wo die erwähnten experimentellen Schwierigkeiten geringer sind, sind verschiedentlich photoelektrische Meßmethoden angegeben worden, beispielsweise von E. G. Schneider (129) und von W. M. Powell jr. (141). Von dem letzteren Autor wurde u. a. auch eine lichtelektrische Anordnung für Absorptionsuntersuchungen im Gebiet zwischen 1240 und 1650 Å beschrieben (142). Als Lichtquelle diente dabei eine Wasserstofflampe, ein Vakuumgitterspektrograph als Monochromator. Die Energiemessung wurde mit einer gasgefüllten Platinphotozelle mit Fluoritfenster ausgeführt, die mit einem Comptonelektrometer von großer Voltempfindlichkeit und sehr geringer Kapazität verbunden war. Die dabei erzielbare Meßgenauigkeit betrug 1,5 Proz. Auch Geiger-Müllersche Zählrohre mit Photokathoden sind gelegentlich im Bereich des Vakuumultravjolett benutzt worden. Die Eignung solcher Zähler für das langwellige Schumanngebiet wurde eingehend von K. H. Kreuchen (143) untersucht. Im kurzwelligeren Gebiet bis zu 900 Å herunter hat G. L. Locher (144) mit besonderen Photokathoden versehene Spitzenzähler der von Rajewski entwickelten Form benutzt. Als Photokathode für die sehr kurzwellige Strahlung wurden verschiedene Substanzen, wie *Cu*, *Sn*, *Cd*, *Zn*, Messing, *Ag*, *Mg*, *Hg*, J_2 und *Se*, versucht. Die größte Empfindlichkeit zeigte im Vakuumgebiet eine auf einer Selenunterlage niedergeschlagene Jodschicht. Sensibilisierung der Schicht mit Anilinfarbstoffen erhöht die Elektronenaustrittsarbeit, steigert aber die Gesamtausbeute. Als Füllgas für die Zählrohre eignet sich am besten ein Gas mit hohem Minimumpotential. Mit den erwähnten Zählern gelang es bei Benutzung von Verstärkern und Registrieranordnungen, in dem Wellenlängengebiet von 900 bis 7500 Å einzelne Lichtquanten nachzuweisen. Es konnten im kurzwelligen Gebiet noch Ströme von 0,05 Elektronen pro Sekunde sicher gemessen werden, während maximal etwa 100 Elektronen in der Sekunde einzeln zählbar waren. Abschließend sei noch eine neuartige, von W. Kudrjawzewa (136) angegebene Verwendung des Quantenzählrohrs als Spektralapparat für kurzwelliges Ultraviolett

erwähnt. Zu diesem Zweck wird zwischen Kathodenfläche und Anodendraht des Zählrohrs eine gitterartige Hilfselektrode eingefügt, an die ein Gegenpotential angelegt wird. Die Anzahl der Zählerstöße sinkt stark ab, wenn an der Hilfselektrode gerade ein Gegenpotential von der Größe der Höchstenergie der von der einfallenden Strahlung ausgelösten Photoelektronen liegt, so daß daraus die Wellenlänge dieser Strahlung erhalten werden kann.

6. *b*-Spektren. (Optische Spektren aus der Anregung innerer Elektronen.)

Diese sehr interessante Art von Spektren wurde erst in den letzten Jahren mittels der modernen vakuumspektroskopischen Methoden aufgefunden. Die eingehende heutige Kenntnis derselben verdankt man vor allem den wichtigen Untersuchungen von H. Beutler, auf die im weiteren noch näher einzugehen ist. Bei den normalen optischen Spektren, in denen ein oder zwei Elektronen angeregt sind, handelt es sich bekanntlich um die Anregung von äußeren Elektronen (Valenzelektronen). Die *b*-Spektren dagegen entstehen dadurch, daß ein Elektron einer inneren, bereits abgeschlossenen Gruppe angeregt und auf eine äußere, unbesetzte Bahn gebracht wird, während die Konfiguration der ursprünglichen Außenelektronen ungeändert bleibt. Es handelt sich also um einen Mechanismus von ähnlicher Art, wie er bei der Entstehung der Röntgenstrahlen vorliegt. Bei den eigentlichen Röntgenspektren sind es die Elektronen der innersten, energetisch tiefsten Schalen, die durch die Absorption eines Lichtquants angeregt bzw. losgelöst werden, während die *b*-Spektren durch die Anregung der unmittelbar unter den Valenzelektronen liegenden Elektronen entstehen. Insbesondere können es auch Elektronen der gleichen Hauptquantenzahl sein wie die Valenzelektronen, also Elektronen aus einer bereits abgeschlossenen Untergruppe der letzten Schale. Die Spektren, die man derart aus der Anregung innerer Elektronen eines neutralen Atoms erhält, liegen bereits jenseits der Grenze des neutralen Bogenspektrums des betreffenden Elementes. Erstmalig wurde so von R. Frerichs (48) im Spektrum des *O* I ein über der normalen Ionisierungsgrenze liegender Term gefunden, der von der Anregung einer inneren Schale des Atoms herrührt. F. Paschen (145) hat ferner im Spektrum des *Al* I, dessen Grundterm $(3s)^2\,3p$ ist, mehrere Terme der Art $3s3pms$ bzw. $3s3pmd$ fixiert. Schließlich haben J. Söderqvist (57) sowie auch B. Edlén (146) in den Spektren von *Na* III, *Mg* IV, *Al* V sowie *C* III, *N* IV und *O* V ähnliche Anregungen innerer Elektronen festgestellt. Diese in Emission bekannten Terme aus der Anregung eines inneren Elektrons liegen immerhin nicht sehr weit über der normalen Ionisierungsgrenze, der größte derart gefundene negative Termwert beträgt etwa 15000 cm^{-1}. Darüber hinaus ist es, wie oben schon erwähnt, neuerdings H. Beutler (147) unter Benutzung des Hopfieldschen Heliumkontinuums gelungen, bis zu etwa 600 Å herab eine große Anzahl von derartigen auf der Anregung innerer Elektronen beruhenden Spektren in Absorption zu beobachten, die sehr weit, bis zu 135000 cm^{-1}, über der gewöhnlichen Ionisierungsgrenze liegen.

Die Beutlerschen Arbeiten haben insbesondere aus der Analyse der neuen Spektren, die nach Beutler als *b*-Spektren bezeichnet werden, eine vollständige Bestätigung der nach der Theorie der Atomspektren für die Spektren aus der Anregung innerer Elektronen zu erwartenden Gesetzmäßigkeiten ergeben. Insbesondere wurde so bestätigt, daß die Grenzen der *b*-Terme mit angeregten Termen aus den Funkenspektren der betreffenden Elemente übereinstimmen. Man übersieht diese Zusammenhänge am besten bei Betrachtung des nachstehenden Termschemas (Fig. 3), das nach Beutler die Verhältnisse bei

Fig. 3.
(Aus H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **86**, 710, 1933.)

einem Alkaliatom darstellt. Der Grundzustand des nur ein Valenzelektron enthaltenden neutralen Alkaliatoms ist p^5s. Durch Anregung des *s*-Elektrons entsteht das normale Bogenspektrum Die Konfiguration p^5, bei der das *s*-Elektron ganz aus dem Atomverband entfernt ist, stellt den

Grenzterm des Bogenspektrums dar. Durch Anregung eines der p-Elektronen erhält man daraus die Konfiguration p^5s, die somit hier ein angeregter Term des ersten Funkenspektrums ist. Wie man aus der Figur erkennt, kann man zu demselben Term, statt in den erwähnten zwei Stufen, auch direkt vom Grundzustand des Atoms aus gelangen, indem man eins der inneren p-Elektronen aus dem Atom entfernt, so daß also in der Tat die neuen b-Spektren gegen Terme des normalen Funkenspektrums konvergieren müssen. Beiläufig sei jedoch erwähnt, daß diese Gesetzmäßigkeit nur für die b-Spektren der Atome mit einem Valenzelektron gilt. Bei Elementen mit zwei Valenzelektronen, wie beispielsweise den Metallen *Zn*, *Cd*, *Hg* mit der Konfiguration $d^{10}s^2$ oder den Erdalkalien mit der Konfiguration p^6s^2, ist es nicht möglich, die Grenzterme der b-Spektren über die angeregten Zustände des normalen Funkenspektrums zu erreichen, es ist vielmehr jetzt, wie man leicht übersieht, der Grenzterm des I b-Spektrums ein angeregter Term des entsprechenden IIb-Spektrums. Wegen der verschiedenen Multiplizität im Bogen- und im Funkenspektrum ist die Termstruktur der b-Spektren ziemlich kompliziert. Im einzelnen muß darüber auf die ausführlichen Untersuchungen von Beutler verwiesen werden. Es sei nur erwähnt, daß beispielsweise das I b-Spektrum eines Alkaliatoms insgesamt 17 Serien aufweist, die zu vier verschiedenen Grenzen konvergieren, während im normalen Bogenspektrum der Alkalien bekanntlich entsprechend der Dublettnatur desselben nur zwei Serien mit übereinstimmender Konvergenzstelle möglich sind. Nach den Untersuchungen von Beutler liegen in den b-Spektren auch nicht die normalen Verhältnisse der Russell-Saunders-Kopplung, sondern im allgemeinen kompliziertere Kopplungsarten vor. In vielen Fällen hat sich (jj) Kopplung ergeben, bei der bekanntlich die Gesamtimpulse der Einzelelemente $j_1 = (l_1, s_1)$ und $j_2 = (l_2, s_2)$ und daraus $J = (j_1, j_2)$ zu bilden sind. Die Werte der neuen Terme der b-Spektren können nach den Feststellungen Beutlers nach zwei Verfahren in guter Annäherung abgeschätzt werden, erstens, indem man nach einer von F. Paschen (s. Beutler, l. c.) angegebenen Methode das I b-Spektrum mit dem Bogenspektrum des gleichen Elementes vergleicht, und zweitens, indem man nach D. Coster und J. H. van der Tuuk (148) dazu das Bogenspektrum des im periodischen System folgenden Elementes benutzt. Die Beobachtungen haben ferner ergeben, daß die Linien der b-Spektren, die dicht über der Ionisierungsgrenze des normalen Atoms liegen, häufig unscharf und sogar völlig diffus sind, während die weiter über der Ionisierungsgrenze liegenden Linien der b-Spektren dieses Verhalten nicht zeigen. Es liegt hier ein Resonanzeffekt zwischen den Termen des b-Spektrums und dem Grenzkontinuum des normalen Bogenspektrums vor, durch den die in bezug auf ein inneres Elektron angeregten Atome auf dem Wege eines Augereffektes strahlungslos in ein Ion und ein freies Elektron zerfallen können. Die Diffusität der Linien ist dann ein direktes Maß für die Wahrscheinlichkeit einer derartigen Autoionisation. Dieselbe hängt außer von der Intensität des Grenzkontinuums an der Stelle der betreffenden Linie noch von weiteren Bedingungen ab, es müssen nämlich die Symmetriezahlen des betreffenden b-Terms mit denen des Grenzkontinuums übereinstimmen. Diese Verhältnisse, die ganz analog bei der Prädissoziation der Moleküle vorliegen, wurden eingehend theoretisch untersucht von A. G. Shenstone (149), der auch die diesbezüglichen Auswahlregeln abgeleitet hat. Wegen zahlreicher weiterer Einzelheiten über die b-Spektren vieler Elemente sei auf die nachstehenden Einzeluntersuchungen verwiesen. H. Beutler (150) untersuchte so das I b-Spektrum des *Hg*, das durch Anregung der $(5d)^{10}$-Schale entsteht, ferner das *Cd* I b-Spektrum, bei dem die $(4d)^{10}$-Schale angeregt ist (151). Von H. Beutler und K. Guggenheimer wurden sodann das Spektrum *Zn* Ib, bei dem Anregung der $(3d)^{10}$-Schale vorliegt (152), die *K* Ib-Resonanzlinien aus der Anregung von $(3p)^6$ (153) sowie das *Cs* I b-Spektrum aus der $(5p)^6$-Anregung (154), von H. Beutler (155) das *Rb* Ib-Spektrum [Anregung der $(4p)^6$-Schale], von Beutler und W. Demeter (156, 157) die *Tl* Ic-Spektren, bei denen die Schalen $(6s)^2$ und $(5d)^{10}$ angeregt werden, untersucht. Im Falle des letzterwähnten *Tl* Ic-Spektrums konnten die genannten Autoren die erhaltenen Terme mit den entsprechenden, aus der Analyse der ultraweichen Röntgenspektren ermittelten vergleichen und so einen neuen Anschluß der optischen Spektren an das Röntgengebiet gewinnen.

7. Ultraweiche Röntgenstrahlen.

Nachdem bereits die oben erörterten Spektren aus der Anregung innerer Elektronen sich als im Grunde wesensgleich mit der eigentlichen Röntgenstrahlung erwiesen hatten, sollen abschließend noch kurz die hauptsächlichsten neueren Ergebnisse bei der Erforschung der eigentlichen ultraweichen Röntgenstrahlung berührt werden. Die sinngemäße Abgrenzung der ultraweichen Röntgenstrahlen ergibt sich aus dem Umstand, daß langwellige Röntgenstrahlung von etwa 3 Å an aufwärts von Luft stark absorbiert wird, so daß man im längerwelligen Gebiet mit Vakuumspektrographen arbeiten muß. Dünne Goldschlägerhaut ist noch bis 15 Å herauf für ultraweiche

Röntgenstrahlung durchlässig, so daß dieses Material dort als Fenster zwischen der Röntgenröhre und dem Vakuumspektrographen benutzt werden kann. Oberhalb dieser Grenze unterscheidet sich die Untersuchungstechnik der ultraweichen Röntgenstrahlen nicht mehr sehr von der für das extrem kurzwellige Ultraviolett üblichen, zumal auch die im Röntgengebiet sonst angewandte Methode der Spektralzerlegung mittels der Kristallbeugung bei etwa 10 bis 15 Å ihre Grenze hat und somit für die Spektroskopie der ultraweichen Röntgenstrahlen ebenso wie für die Untersuchung des extremen Vakuumultraviolett Gitterspektrographen mit streifendem Einfall benutzt werden müssen. Die erwähnte Begrenzung des Anwendungsbereichs der Kristallspektrographen ergibt sich aus der bekannten Braggschen Gleichung $n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \varphi_n$ aus der sich für die größte von einem Kristall der Gitterkonstante d reflektierte Wellenlänge der Wert $2d$ ergibt, der für die gewöhnlich benutzten anorganischen Kristalle etwa 10 bis 15 Å beträgt. Gewisse organische Kristalle besitzen eine wesentlich größere Gitterkonstante, und es ist daher neuerdings der Versuch gemacht worden, mit ihrer Hilfe nach der Methode der Kristallbeugung auch längerwellige Röntgenstrahlung bis in das Gebiet des kurzwelligen Ultraviolett spektral zu zerlegen. Wegen älterer diesbezüglicher Arbeiten von Dauvillier, Siegbahn, Thoräus und anderen sei auf das Siegbahnsche Buch „Spektroskopie der Röntgenstrahlen" (158) verwiesen. Nachdem es diesen Autoren gelungen war, Kristallbeugungsaufnahmen bis zu 45 Å herauf zu erhalten, hat seitdem A. Karlsson (159) bei Benutzung der Kristalle von hochmolekularen gesättigten Fettsäuren Kristallbeugungsspektrogramme bis zu der Wellenlänge von 180 Å herauf erhalten können. Neben der erwähnten Methode der optischen Beugungsgitter mit streifendem Einfall haben aber dieses Verfahren sowie auch verschiedene indirekte Untersuchungsmethoden (158) nur geringere Bedeutung. Bezüglich der mit optischen Gittern im Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlen vorliegenden Untersuchungen sei vor allem auf das bereits genannte Buch von Siegbahn verwiesen, ferner auf die Originalarbeiten von J. Thibaud (160), M. de Broglie (161), M. Siegbahn und T. Magnusson (162). In einem vorhergehenden Abschnitt war anläßlich der optischen Spektren im kurzwelligen Vakuumultraviolett bereits erwähnt, daß von A. Ericson und B. Edlén (39) im Jahre 1929 optische Funkenspektren erstmalig bis in das bereits aus Untersuchungen der ultraweichen Röntgenstrahlen bekannte Gebiet unterhalb 100 Å verfolgt werden konnten. Etwas später hat E. Ekefors (163) sogar eine ihrer Entstehung nach den optischen Funkenspektren zuzurechnende Linie des *Al*-Spektrums bei 45 Å aufgefunden. Andererseits sind in der letzten Zeit auch von der Seite der ultraweichen Röntgenstrahlen her neue Fortschritte gemacht worden.

H. W. B. Skinner und H. M. O'Bryan (164) konnten so bei Benutzung eines Gitterspektrographen mit streifendem Einfall die ultraweiche charakteristische Röntgenstrahlung der leichten Metalle zwischen 40 und 600 Å erhalten. Zur Erzeugung der Strahlung diente dabei eine Glühkathodenröntgenröhre mit einer vakuumdestillierten Antikathode. Dieselben Autoren (165) haben ferner ultraweiche Röntgenspektren der Elemente *Li*, *Be*, *C*, *Na*, *Mg*, *Al*, *Si* und *Ba* im Gebiet zwischen 50 und 500 Å im Hinblick auf die erlaubten und verbotenen Energieniveaus der metallischen Leitungselektronen eingehend untersucht. Bereits die Erfahrungen von Ericson und Edlén (38, 39) sowie von M. Söderman (166) hatten nämlich gezeigt, daß durch Elektronenbombardierung fester Antikathoden erzeugte ultraweiche Röntgenlinien wesentlich breiter und unschärfer sind als dieselben Linien, nach der Methode der Hochvakuumfunken optisch angeregt. Es liegt dies daran, daß die in Frage stehenden ultraweichen Röntgenlinien bei dem Elektronenübergang zwischen inneren Schalen des Atoms und den erlaubten Energieniveaus im Kristallgitter emittiert werden, während die entsprechenden optischen Linien aus Übergängen zwischen den entsprechenden, aber schärfer definierten Energieniveaus des isolierten Atoms entstehen. W. V. Houston (167) hat diese Fragen auf der Grundlage der modernen Theorie eingehend untersucht und die Breite und Intensitätsverteilung der von festen Körpern emittierten ultraweichen Röntgenlinien berechnet. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden, beispielsweise mit diesbezüglichen Präzisionsmessungen von M. Söderman (168), der die ultraweichen Röntgenlinien von $Al\,K_\alpha = 8{,}32$ Å bis zu $Be\,K_\alpha = 115{,}7$ Å in diesem Zusammenhange untersuchte, sowie auch mit Ergebnissen von F. C. und N. P. Chalklin (169). Das Analogon der optischen Anregung innerer Elektronen für das Gebiet der Röntgenstrahlen war bereits vor Auffindung der Beutlerschen b-Spektren gefunden worden. D. Coster und J. H. van der Tuuk (148) hatten so 1926 auf der langwelligen Seite der K-Absorptionskante des Argon zwei um 1,7 Volt auseinanderliegende Absorptionsmaxima entdeckt, die sie dem Übergang des K-Elektrons in die N-Schale, das erste freie Niveau, sowie dem Übergang in die höheren nicht mehr aufgelösten Niveaus zuschrieben. Ähnliche Beobachtungen an anderen Gasen machte später

J. D. Hanawelt (170). Die ausführliche Theorie wurde von R. de L. Kronig (171) entwickelt. Die Absorption zahlreicher Gase, wie *He*, *Ne*, *Ar*, *Xe*, N_2, O_2, CO_2 und Luft im sehr kurzwelligen Gebiet wurde u. a. von E. Dershem und M. Schein (172) nach einer photographisch-photometrischen Methode für die CK_α-Linie ($\lambda = 44{,}6$ Å) gemessen. Der Brechungskoeffizient von Quarz ist in diesem Wellenlängengebiet kleiner als 1 ($n = 0{,}9952$). M. Siegbahn (173) empfiehlt zur Untersuchung der Absorptionsspektren im Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlung die Verwendung der optischen Funkenspektren als Lichtquelle. Siegbahn konnte u. a. so einen Einfluß der chemischen Bindung auf die Struktur und die Wellenlänge der CK_α-Linie feststellen (erstmalig wurde bekanntlich ein Einfluß der chemischen Bindung auf die Lage und Form von Röntgenlinien von A. E. Lindh und O. Lundqvist im Jahre 1924 festgestellt, und zwar an der *K*-Reihe der Elemente Phosphor, Schwefel und Chlor). Es ist naturgemäß nicht zu erwarten, daß im ultraweichen Röntgengebiet die für das kurzwellige Röntgengebiet geltenden einfachen Gesetzmäßigkeiten noch streng erfüllt sind. Bereits anläßlich der Erwähnung der isoelektronischen Reihen für die optischen Spektren war gesagt worden, daß im Gebiet der optischen Spektren das Moseleysche Gesetz sowie auch die Gesetze der regulären und irregulären Dubletts nur für Atome bzw. Ionen mit übereinstimmender Elektronenkonfiguration gelten. Demgemäß zeigen sich in der Tat, wie beispielsweise J. A. Prins und A. J. Takens (174) in einer systematischen diesbezüglichen Untersuchung feststellten, im einfachen Moseleydiagramm der leichten Elemente Knicke der Moseleyschen Geraden, die darauf hinweisen, daß in diesem Gebiet die äußeren Abschirmungsgradienten nicht mehr konstant sind. Ein weiteres Merkmal, durch das sich die kurzwelligen Röntgenspektren von den normalen optischen Spektren unterscheiden, ist die Tatsache, daß im eigentlichen Röntgengebiet nur Übergänge vorkommen, bei denen sich die Hauptquantenzahl ändert, während bei den optischen Spektren zahlreiche Linien bekannt sind, die Übergängen innerhalb der gleichen Hauptquantengruppe entsprechen. Auch diese Regel gilt für das ultraweiche Röntgengebiet nicht mehr streng. S. Idei (175) fand 1929 erstmalig in den langwelligen Röntgenspektren von *W*, *Ta* und *Pt* Linien auf, die Übergängen wie $N_{IV}N_V$ und N_VN_{VI} zugeordnet werden mußten. J. A. Prins und A. J. Takens (176) haben dann derartige Übergänge auch für weitere Elemente und in anderen Schalen feststellen können, beispielsweise für die *M*-Schale der Elemente Zirkon ($Z = 40$) bis Antimon ($Z = 51$). Die im Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlen so erfolgreiche Methode der Spektroskopie mit optischen Beugungsgittern hat neuerdings, wie abschließend bemerkt sein mag, auch im Gebiet der kurzwelligen Röntgenstrahlen als Mittel zur Messung von absoluten Röntgenwellenlängen Bedeutung erlangt. Diese erstmalig von A. H. Compton und R. L. Doan (177) 1925 zum Nachweis der Beugung von kurzwelligen Röntgenstrahlen an optischen Strichgittern entwickelte Methode ist in den letzten Jahren zu großer Vollkommenheit durchgebildet worden und liefert jetzt Resultate, die hinsichtlich ihrer Genauigkeit mit den am Kristallspektrographen erhaltenen durchaus vergleichbar geworden sind. Über verschiedene dabei zu berücksichtigende Fehlerquellen berichtet eingehend S. Fagerberg (178), der insbesondere auch den Einfluß der fokalen Eigenschaften und der Gitterfehler optischer Strichgitter auf die Genauigkeit der Wellenlängenmessungen im Gebiet der langwelligen Röntgenstrahlen quantitativ diskutiert. Derselbe Autor (179) führt nach der Gittermethode Absolutbestimmungen von Röntgenwellenlängen aus und benutzt diese Ergebnisse zu einer Neubestimmung der elektrischen Elementarladung *e*. R. B. Witmer und J. M. Cork (180) stellten systematische Untersuchungen an über die Frage, wieweit die mit optischen Beugungsgittern gemessenen Röntgenwellenlängen mit den nach der Kristallmethode erhaltenen Werten übereinstimmen. Mit Hilfe eines ebenen Gitters von 3,20 mm² geteilter Gitterfläche und 600 Strichen/mm wurde die *L*-Reihe der Elemente *Va* ($Z = 23$) bis *Zn* ($Z = 30$) sowie die *K*-Reihe der Elemente *C* ($Z = 6$) bis *Si* ($Z = 14$) vermessen und so gefunden, daß die mit dem Gitter erhaltenen Wellenlängenwerte durchweg etwas größer sind als die aus Kristallmessungen erhaltenen. Der Grund für diese Diskrepanz soll nach den genannten Autoren an systematischen Fehlern der Kristallmethode liegen. A. E. Ruark (181) hat diese Frage neuerdings von einer anderen Seite her wieder aufgegriffen, indem er die aus photoelektrischen Energiemessungen der von Röntgenstrahlen aus dünnen Metallfolien ausgelösten Elektronen unter Berücksichtigung der Elektronenniveaus im Metallkristallgitter gewonnenen Werte der Röntgenwellenlängen einerseits mit den nach der Kristallmethode erhaltenen Werten, andererseits mit den Meßergebnissen nach der optischen Gittermethode vergleicht. Danach sollen die Werte der Kristallmethode eine bessere Übereinstimmung mit den photoelektrischen Daten zeigen als die Gittermessungen. E. Bäcklin (182) hat neuerdings die Methode der absoluten Wellenlängenbestimmung von Röntgenstrahlen mittels

optischer Gitter, deren Konstanten bekannt sind, zu sehr großer Genauigkeit gesteigert und erhielt so für die Wellenlänge der AlK_α-Linie den absoluten Wert von 8,3395 Å $\pm$ 0,0012 Å, woraus sich für das elektrische Elementarquantum statt des bisherigen Millikanschen Wertes $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ der neue Wert von $e = 4{,}805 \cdot 10^{-10}$ ergibt. M. Söderman (183) führte ebenfalls zum Zwecke einer e-Bestimmung mit Hilfe eines optischen Beugungsgitters sehr genaue Messungen von ultraweichen Röntgenwellenlängen durch, indem er dieselben mit bereits absolut gemessenen optischen Linien desselben Wellenlängenbereichs verglich. Für das elektrische Elementarquantum ergibt sich daraus ein Wert von $e = 4{,}806 \cdot 10^{-10}$.

C. Methoden der Vakuumspektroskopie.

1. Flußspatspektrographen.

Wie bereits eingangs erwähnt wurde, hatte V. Schumann, als erster festgestellt, daß der dem kubischen System angehörende Flußspat, CaF_2, für wesentlich kurzwelligere Strahlung durchlässig ist als Quarz, und darauf bereits 1893 den ersten Flußspatvakuumspektrographen gebaut. Spätere Untersuchungen hatten ergeben, daß guter Flußspat bis zu einer Wellenlänge von etwa 1250 Å herunter durchlässig ist. Im allgemeinen erreicht man so mit Hilfe eines guten Flußspatspektrographen leicht noch den Wellenlängenbereich um 1300 Å. Die Durchlässigkeit des Flußspats ist allerdings auch stark von den natürlichen Verunreinigungen der Kristalle abhängig, so daß man die erwähnte Grenze bei etwa 1300 Å nur bei Verwendung von optisch klaren, farblosen Stücken erreicht. Es erscheint in diesem Zusammenhange bemerkenswert, daß nach diesbezüglichen Feststellungen von E. Abbe (184) fast alle größeren, für vakuumspektroskopische Zwecke brauchbaren Flußspatstücke aus einer einzigen, im Jahre 1832 in Baden erschlossenen Fundstelle stammen, die leider jedoch heute bereits erschöpft ist. Th. Lyman (1) berichtet ferner, daß an einem Fundort in Westmoreland, New Hampshire, USA., eine hellgrün gefärbte Spielart des Flußspat gefunden worden sei, die nach seinen Untersuchungen fast dieselben hervorragenden optischen Qualitäten aufweist wie die aus Baden stammenden farblosen Flußspatstücke. Die von V. Schumann konstruierten Flußspatvakuumspektrographen besaßen ein großes 60°-Prisma sowie zwei Linsen von je 15 cm Brennweite und 16 mm Öffnung, so daß demnach das Öffnungsverhältnis $F : 9{,}4$ war. Die erste Beschreibung dieser auch technisch bereits sehr gut durchkonstruierten Spektrographen gab Schumann 1893 in einem Bericht an die Wiener Akademie (185). Wegen der damals noch wenig entwickelten Vakuumtechnik war die Evakuierung der Spektrographen sehr mühselig, so daß Schumann seine Spektrographen mit Vorrichtungen versehen hatte, die eine Verstellung von Linsen, Prisma und Kassette von außen, ohne Beeinträchtigung des Vakuums, gestatteten. Eine später vorgenommene Bestimmung der Dispersion des Schumannschen Spektrographen ergab für dieselbe den Wert von 4 Å/mm bei der Wellenlänge von 1400 Å (186). Nähere technische Einzelheiten über ältere Typen der Flußspatvakuumspektrographen findet man außer in der erwähnten Originalarbeit von Schumann in späteren diesbezüglichen Veröffentlichungen von C. Leiß (187), F. Handke (188), sowie bei K. Wolff (189). Den Verlauf der Dispersionskurve des Flußspat in dem Gebiet des Schumannultraviolett ersieht man aus der nachstehenden Fig. 4, die nach sehr ausführlichen Messungen von Handke (Landolt-

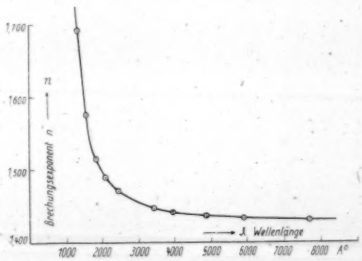


Fig. 4.

Börnstein, Bd. II, S. 911) (190) gezeichnet ist. Von den verschiedenen in späterer Zeit ausgeführten Konstruktionen von Flußspatspektrographen seien zwei von McLennan und seinen Mitarbeitern (191, 192) entwickelte Formen erwähnt. Infolge der seit Schumanns Arbeiten wesentlich vervollkommneten Vakuumtechnik konnte bei diesen Spektrographen auf die oben erwähnten Hilfsvorrichtungen zur Veränderung der Justierung unter Vakuum verzichtet werden. Das benutzte 60°-Prisma von 3 cm Kantenlänge, die Kameralinse sowie der Plattenhalter waren in einer gemeinsamen runden Messingbüchse von 30 cm Durchmesser angeordnet, während der Eintrittsspalt nebst der Kollimatorlinse in einem besonderen seitlichen Ansatzrohr saßen. Eine kurze Beschreibung nebst einer Abbildung dieser Spektrographen findet man auch in dem 1926 erschienenen Referat von H. Sponer (2). Wie bereits erwähnt, ist die Beschaffung von genügend großen, optisch

einwandfreien Flußspatprismen eine Hauptschwierigkeit beim Bau von Flußspatspektrographen. Andererseits ist es eine bekannte Tatsache, daß kleinere Flußspatstücke bei dennoch guter optischer Qualität ziemlich billig und leicht erhältlich sind. Beispielsweise werden so u. a. große Mengen von kleinen Flußspatlinsen für die Zwecke des Mikroskopbaues benutzt. G. Cario und H. D. Schmidt-Ott (193) haben in Erkenntnis dieser Sachlage neuerdings den sehr aussichtsreichen Weg beschritten, unter alleiniger Verwendung dieser sehr kleinen und daher billigen Flußspatstücke besonders kleine Vakuumspektrographen zu konstruieren, die bei guter Lichtstärke doch eine für die meisten Untersuchungen im Schumanngebiet genügende Dispersion aufweisen. Die grundsätzliche Bauart dieses Spektrographen ersieht man aus der der Originalarbeit entnommenen nachstehenden Fig. 5. Nach den Feststellungen der beiden

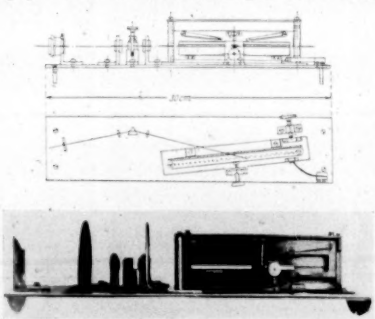


Fig. 5.
(Aus G. Cario und H. D. Schmidt-Ott, Zeitschr. f. Phys. **69**, 719, 1931.)

Autoren lassen sich Flußspatlinsen bis zu etwa 14 mm Durchmesser und entsprechende Prismen bis 12 mm Seitenlänge und etwa 8 mm Höhe mit gutem Durchlässigkeitsvermögen bis etwa 1300 Å herab zu den geforderten niedrigen Preisen beschaffen. Linsen von 8 mm Durchmesser gestatten noch eine gute Ausnutzung der vollen Fläche der genannten Prismen. Die maximal zulässige Brennweite der Kameralinse wird durch die in bezug auf die Lichtstärke gestellten Anforderungen bestimmt. Nach einer von Rayleigh angegebenen Formel ist damit zugleich auch die Linienbreite festgelegt. Es ist

$$b = 1{,}22 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{d},$$

wobei d die freie Öffnung des Objektivs und f dessen Brennweite bedeutet. Wie man aus der Formel ersieht, ist also unter sonst gleichen Bedingungen die Linienschärfe im Schumanngebiet etwa viermal größer als im Sichtbaren. Wenn beispielsweise eine Linienbreite von $^1/_{50}$ mm für die Wellenlänge 1750 Å bei einer gegebenen freien Öffnung des Objektivs von 7 mm verlangt wird, so darf nach dem vorstehenden die Brennweite des Objektivs nicht mehr als höchstens 1 m betragen. Wegen des groben Plattenkorns der Schumannplatten kann im Vakuumgebiet sowieso eine höhere Linienschärfe kaum erzielt werden, so daß der angesetzte Wert von $^1/_{50}$ mm Linienbreite den durchschnittlichen praktischen Anforderungen völlig genügt. Der nach diesen allgemeinen Grundsätzen konstruierte Spektrograph von Cario und Schmidt-Ott besaß ein 60°-Prisma von den angegebenen Dimensionen. Die beiden Linsen von je 8 mm Durchmesser hatten eine Brennweite von 100 mm. Bei Minimumstellung des Prismas und bei geeigneter Wahl des Abstandes zwischen Spalt und Kollimatorlinse konnten die Autoren eine für die meisten Zwecke genügende Ebnung des Spektrums erzielen, so daß die Justierung des Spektrographen sich sehr einfach gestaltete. Es genügt dazu, bei nicht evakuiertem Spektrographen mittels eines Kupfer- oder Eisenbogens das Gebiet zwischen 1850 und 3500 Å einzujustieren, womit auch das Schumanngebiet bereits für die meisten Anwendungszwecke genügend scharf justiert ist. Zur Evakuierung wird der Spektrograph dann in der üblichen Weise in einen metallenen, mit Gummidichtung versehenen Vakuummantel geschoben. Die kleine Bauart des Spektrographen hat auch noch den weiteren Vorteil, daß die Evakuierung schnell und mit einfachen Mitteln ausgeführt werden kann. Der beschriebene Spektrographentyp, der in bemerkenswerter Weise die Vorteile einer billigen Herstellbarkeit mit denen einer allgemeinen und bequemen Anwendbarkeit vereinigt, ist in dem Göttinger Institut bei zahlreichen Fluoreszenz- und Absorptionsuntersuchungen im Schumanngebiet bereits mit Vorteil verwendet worden. Zur Erzielung einer eventuell gewünschten größeren Dispersion kann man nach einem Vorschlag von Cario und Schmidt-Ott ohne Schwierigkeit an Stelle eines einzigen auch 3 bis 4 der kleinen Flußspatprismen verwenden. Ein anderer einfacher Flußspatspektrograph für das Schumanngebiet wurde von A. Rose (194) beschrieben. Dieser Spektrograph ist u. a. mit einer Vorrichtung zur Verschiebung der Platte unter Vakuum versehen und gestattet so, auf der $4{,}5 \cdot 6$ cm² großen Platte bis zu 10 Spektren hintereinander aufzunehmen. H. Hese (195) hat ferner einen speziell für Präzisionsmessungen geeigneten Flußspatspektrographen konstruiert.

bei dem neben der Fortbewegung der photographischen Platte auch die Justierungen unter Vakuum betätigt werden können. Die Dispersion des Apparates beträgt bei der Wellenlänge λ 1854 Å etwa 8 Å/mm, bei einem Auflösungsvermögen von 30200. Auf der $9 \cdot 12$ cm² großen Platte können 30 Spektren aufgenommen werden, ohne daß das Vakuum des Apparates inzwischen zerstört werden muß. Wegen weiterer Angaben über Flußspatspektrographen sei auch auf die Arbeiten von H. Ley und B. Arends (196), H. Cordes und H. Sponer (197, 198, 199) sowie H. Cordes (200) verwiesen. Der letztere Autor beschreibt beispielsweise einen Flußspatspektrographen mit der großen Dispersion von 2,3 Å/mm bei 1700 Å, bei dem also das Wellenlängengebiet von 1500 bis 1950 Å auf der photographischen Platte sich über einen Bereich von etwa 20 cm ausdehnt. Bei dieser letzterwähnten Konstruktion ist auch eine Vorrichtung zur Verschiebung der die Lichtquelle auf den Spektrographenspalt abbildenden Flußspatlinse ohne Zerstörung des Vakuums angebracht. Da im Interesse einer großen Lichtstärke die sorgfältige Abbildung der Lichtquelle auf den Kollimatorspalt wichtig ist und andererseits im Schumanngebiet, wie bereits gezeigt wurde, die Dispersion des Flußspat sehr beträchtlich wird, erscheint es in der Tat empfehlenswert, die Abbildelinse bei Aufnahmen in verschiedenen Bereichen des Schumanngebietes jedesmal nachzustellen. Es sei schließlich noch eine neuartige Ausführungsform des Flußspatvakuumspektrographen erwähnt, bei der erstmalig in der Vakuumspektroskopie das Littrowsche Autokollimationsprinzip Anwendung findet. Die technische Ausführung dieses 1933 von R. Frerichs im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt konstruierten, bisher noch nicht beschriebenen Apparates[1]) wird aus der nebenstehenden Photographie (Fig. 6) ersichtlich. Das Prinzip der Littrowschen Anordnung besteht bekanntlich darin, daß die durch den Kollimator auf das Prisma fallenden Strahlen zurückreflektiert werden, wieder das Kollimatorobjektiv durchlaufen und unmittelbar neben oder über dem Eintrittsspalt abgebildet werden. Neben der Verkürzung des Spektrographengefäßes und anderen technischen Vereinfachungen besteht der Hauptvorteil dieser Anordnung darin, daß nur eine einzige Linse benötigt wird und daß außerdem bei gegebener Prismendicke die Dispersion verdoppelt wird, da der Lichtstrahl das Prisma doppelt durchläuft. Der in Rede stehende Flußspatspektrograph der PTR. ist mit einem 30°-Rechtwinkelprisma ausgerüstet, dessen hintere Fläche mit einer Metallschicht verspiegelt ist. An Stelle des auf der Rückfläche verspiegelten Prismas kann man natürlich auch ein Dachkantprisma verwenden, an dessen beiden hinteren Flächen die einfallende Strahlung dann total reflektiert wird. Für verschiedene Untersuchungen sind ferner in der letzten Zeit mehrfach lichtstarke Vakuumdoppelmonochromatoren mit Flußspatoptik gebaut worden. Einen derartigen Apparat, der in Verbindung mit einer mit Flußspatfenster versehenen Photozelle besonders auch zur Untersuchung der Absorption fester Körper im Schumanngebiet geeignet ist, haben beispielsweise R. Hilsch und R. W. Pohl (201) beschrieben.

Im Anschluß an die vorstehende Beschreibung der verschiedenen häufig gebrauchten Flußspatspektrographen seien auch die in den letzten Jahren für das Schumanngebiet entwickelten Interferometer kurz erwähnt. Als Träger für die halbdurchlässigen Spiegel werden in allen derartigen Fällen Flußspatplatten benutzt. R. Ladenburg und G. Wolfsohn (99) beschreiben so ein Jamin-Machsches Interferometer mit Flußspatoptik, dessen Strahlengang vollständig im Vakuum verläuft und das in Verbindung mit einem Flußspatspektrographen im gesamten Schumanngebiet verwendet werden kann. Das eigentliche Interferometer besteht aus zwei halbdurchlässig platinierten planparallelen Flußspatplatten, sowie aus zwei mit Hochheimscher Legierung überzogenen Planspiegeln. Ein ähnlicher Apparat wurde kürzlich auch von A. N. Filippov (202) angegeben. McLennan und F. M. Quinlam (203) haben ferner einen Fabry-Perot-Etalon, dessen Verspiegelung aus dünnen Nickelschichten bestand, konstruiert, der für interferometrische Messungen unterhalb 2000 Å benutzt werden kann.

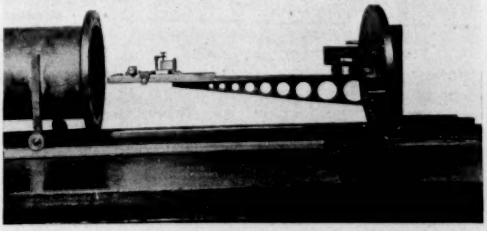


Fig. 6.

[1]) Gebaut von Herrn Lesche im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

2. Gitterspektrographen.

Der Hauptvorteil der eben behandelten Flußspatspektrographen lag in der bei gleichzeitig großer Dispersion erheblichen Lichtstärke derselben, so daß man bei Untersuchungen im Schumanngebiet diesen Spektrographentyp auch heute viel benutzt. Zur Untersuchung des kurzwelligeren Vakuumgebietes kommen aus den bereits eingangs erwähnten Gründen jedoch nur Gitterspektrographen in Frage. Für die in Rede stehenden Zwecke der Vakuumspektroskopie sind im Verlauf der letzten Jahre zwei verschiedene Typen derselben ausgebildet worden, die sich dadurch unterscheiden, daß bei dem einen Typ der Lichteinfall beinahe senkrecht ist, während im anderen Fall mit sehr kleinen, beinahe streifenden Einfallswinkeln gearbeitet wird. Der letztere Typ, der erst in den letzten Jahren speziell für die Zwecke der Vakuumspektroskopie entwickelt wurde, unterscheidet sich in mehreren wichtigen Eigenschaften von dem Gitterspektrographen mit senkrechtem Lichteinfall, so daß eine getrennte Behandlung beider Typen notwendig erscheint. Der Gitterspektrograph mit senkrechtem Einfall wurde, wie bereits in der Einleitung erwähnt, bei allen älteren Untersuchungen des extremen Ultravioletts benutzt. Nachdem vor einigen Jahren in dem Spektrographen mit streifendem Einfall, vor allem für das Gebiet des äußersten Ultravioletts, ein sehr erfolgreicher Konkurrent entstanden war, hatte es sogar geschienen, als ob der ältere Typ des Vakuumspektrographen völlig in den Hintergrund treten würde. Andererseits weist jedoch der Gitterspektrograph mit normalem Einfall gegenüber dem neuen Typ einige Eigenschaften auf, die ihn auch heute noch für manche Untersuchungen unentbehrlich machen, und die bewirkt haben, daß auch hier gegenüber früher weitere technische Vervollkommnungen erzielt worden sind. Charakteristisch für die älteren Vakuumspektrographen mit senkrechtem Einfall ist die schlanke Bauart derselben, die sich daraus ergibt, daß entsprechend den allgemeinen Eigenschaften der Beugungsgitter mit kürzeren Wellen das Spektrum erster Ordnung immer näher an den direkten Strahl heranrückt. Der 1906 von Th. Lyman (5) anläßlich seiner berühmten ersten Untersuchung des extrem kurzwelligen Vakuumgebietes entwickelte älteste Vakuumgitterspektrograph war bereits nach diesen Gesichtspunkten gebaut und hat in der Folge als Vorbild für zahlreiche ähnliche Konstruktionen gedient, so daß einige kurze technische Angaben über diesen Spektrographen am Platze erscheinen. Die allgemeine Ausführung desselben erkennt man aus der nebenstehenden Konstruktionszeichnung (Fig. 7), die dem Buch von Lyman (1) entnommen ist. Unten links befindet sich die Entladungsröhre mit dem Spektrographenspalt, rechts der Halter für die photographische Platte, darüber, in dem nicht mehr gezeichneten Teil des Spektrographengefäßes,

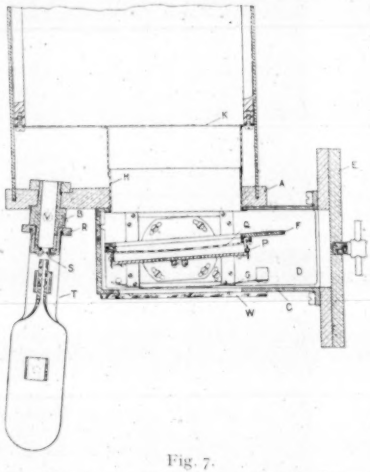


Fig. 7.
(Aus Th. Lyman, „Spectroscopy of the Extreme Ultra Violet", S. 41.)

das Rowlandsche Konkavgitter von 50 cm Krümmungsradius. Es entspricht also die von Lyman benutzte Gitteraufstellung ganz der schon früher von A. Eagle (204) für das Sichtbare angegebenen Gittermontierung. Die Kassette war, wie man auch aus der Fig. 7 erkennt, gemäß dem Rowlandkreis gebogen und konnte zur genauen Einstellung nach verschiedenen Richtungen bewegt werden. Die photographischen Platten hatten ein Format von 1×4 cm und wurden durch das mit dem Deckel E verschließbare Seitenrohr eingeführt. Eine bei W aufgekittete Glasplatte gestattete den Einblick und die Kontrolle der Justierung bei bereits evakuierten Spektrographen. Das Vakuumgefäß des Spektrographen bestand aus einem verlöteten Messingrohr von 9 cm Innendurchmesser. Einige andere, im wesentlichen ähnliche Konstruktionen kleiner Vakuumspektrographen mit senkrechtem Einfall findet man beispielsweise auch bei J. C. McLennan (205). Eine neue und sehr zweckmäßig durchgebildete Ausführungsform stammt von R. A. Sawyer (206). Die Konstruktionsskizze des 1927 von Sawyer anläßlich seines Aufenthaltes im Paschenschen Laboratorium gebauten Apparates zeigt die Fig. 8. Der Spektrograph

ist mit einem in Teddington geteilten 1 m-Gitter mit 15000 Strichen/inch ausgerüstet. Nach der allgemein für Gitter mit senkrechtem Einfall geltenden Dispersionsformel $\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d}{f \cdot n}$ (d = Gitterkonstante, f = Brennweite des Konkavgitters, n = Gitterordnung) ergibt sich demnach für die Dispersion ein Wert von 17,6 Å/mm. Als Vakuummantel des Spektrographen dient ein verzinntes Messingrohr von 19 cm Durchmesser und

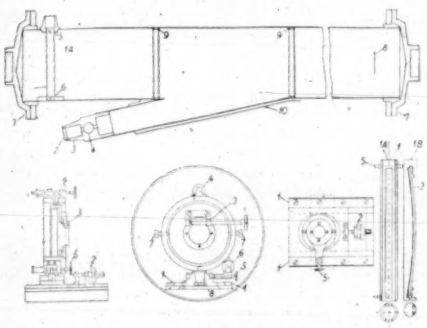


Fig. 8.
(Aus R. A. Sawyer, Journ. Opt. Soc. Amer. **15**, 305, 1927.)

1,20 m Länge, das auf beiden Seiten mittels aufgeschliffener, mit Ramsayfett gedichteter Metalldeckel verschlossen wird. Der Gitterhalter besitzt eine aus der Zeichnung ersichtliche Grob- und Feinverstellung, die es ermöglicht, das Gitter nach allen Richtungen sowie in der Gitterebene zu verschieben und zu drehen. Die Kassette ist entsprechend dem Rowlandkreis gekrümmt und wird durch ein mit einem Glasdeckel verschließbares kleines Seitenrohr in den Kassettenhalter eingeführt. Der Kassettenhalter kann zur genauen Einstellung auf den Rowlandkreis um den Ort des direkten Bildes auf der Platte geschwenkt werden. Der Spektrographenspalt ist, wie aus der Figur ersichtlich, in einem gesonderten, V-förmig an das Hauptrohr angesetzten Rohr angebracht und so eingerichtet, daß er leicht ausgewechselt und nach Reinigung und Neueinstellung sofort wieder in die richtige Stellung gebracht werden kann, ohne daß eine Nachjustierung notwendig ist. Die Spaltbacken sind aus gehärtetem Stahl und auf der dem Gitter zugekehrten Seite entsprechend dem Öffnungswinkel des Gitters unter einem geringen Winkel angeschliffen. Die Einstellung des Spaltes nimmt man am besten unter einem mit Okularmikrometer versehenen Mikroskop vor. Zwischen dem Spalt und dem Hauptgefäß des Spektrographen befindet sich ein großer, konisch durchbohrter Metallhahn, der den Spalt gegen das Spektrographenvakuum abschließt und der bei den Aufnahmen zugleich als Lichtverschluß dient. Wesentlich für die Erzielung guter Resultate ist die Verwendung mehrerer Blenden, die in dem Hauptrohr des Spektrographen angebracht sind, um indirektes Licht von der Platte fernzuhalten. Aus demselben Grunde sind alle Metallteile im Innern des Spektrographen matt schwarz oxydiert. Eine Verwendung des sonst im allgemeinen dafür benutzten schwarzen Mattlackes ist für die Zwecke der Vakuumspektroskopie wegen der dann unvermeidlichen organischen Dämpfe nicht zweckmäßig. Die Einjustierung des beschriebenen Sawyerschen Spektrographen gestaltet sich wegen der vorteilhaften technischen Konstruktion desselben verhältnismäßig einfach. Nachdem zunächst dafür gesorgt ist, daß das Gitter voll ausgeleuchtet ist, stellt man mit Hilfe einer Glühlampe das direkte Bild des Spaltes auf der Kassette scharf ein. Die weitere Justierung erfolgt dann in der Weise, daß bei Luftfüllung des Spektrographen das Spektrum eines Kupfer- oder Eisenbogens aufgenommen und die Kassette um das direkte Bild geschwenkt wird, bis das Spektrum scharf erscheint. Ein in technischen Einzelheiten noch etwas verbesserter Typ des Sawyerschen Spektrographen wurde u. a. von F. Simeon und C. F. Smith (207) angegeben. Einen ähnlichen 1-m-Vakuumspektrographen, der ebenfalls eine Dispersion von etwa 17 Å/mm besitzt, beschreibt auch E. Bloch (208). W. Tschulanowski (209) benutzte einen nach dem Sawyerschen Prinzip gebauten Spektrographen, der mit einem 1-m-Gitter von 30000 Strichen/inch ausgerüstet war und dementsprechend in der ersten Ordnung eine Dispersion von 8,4 Å/mm aufwies. Das auf der photographischen Platte erhaltene Spektrum umfaßte dabei den Bereich von 0 bis 1250 Å bzw. bei anderer Gitterstellung den Bereich von 1250 bis 2500 Å. Die Umstellung des Gitters auf die beiden Wellenlängenbereiche konnte mittels eines vakuumdichten Triebes von außen erfolgen, so daß das Vakuum bei dem Übergang von dem einen Bereich zum anderen nicht zerstört werden mußte. Wenn man zugleich mit dem kurzwelligen Teil auch den längerwelligen Teil des Spektrums erhalten will, dann wählt man zweckdienlich statt der bisher behandelten schlanken Bauart nach dem Vorgang von E. P. Lewis und J. J. Hopfield (210) eine sektorförmige Form des Spektrographengehäuses. Einen derartigen, mit einem 2-m-Gitter ausgerüsteten Vakuumspektrographen haben neuerdings u. a.

K. T. Compton und J. C. Boyce (211) beschrieben. Die näheren Einzelheiten entnimmt man der Fig. 9, die eine neuere Ausführungsform dieses Spektrographen zeigt (212). Die benutzten Schumannplatten waren aus einem besonders dünnen Glas hergestellt, um über den erforderlichen Bereich entsprechend dem Rowlandkreis gekrümmt werden zu können. Eine magnetisch zu betätigende Vorrichtung gestattete es, die Platte unter Vakuum zu verschieben,

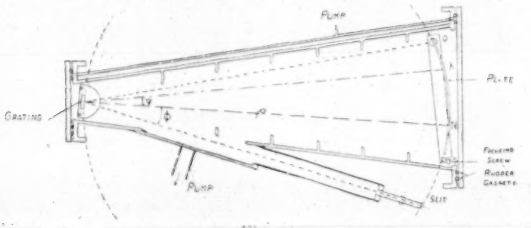


Fig. 9.
(Aus K. T. Compton and J. C. Boyce, Rev. Scient. Instr. **5**, 218, 1934.)

so daß bis zu 10 Aufnahmen auf einer Platte gemacht werden konnten, ohne den Apparat zu öffnen. Die Evakuierung erfolgte mittels einer großen, besonders leistungsfähigen Öldiffusionspumpe, die die Verwendung von flüssiger Luft erübrigte und gestattete, das erhebliche Spektrographenvolumen auf einen Druck von 10^{-5} mm auszupumpen. Die Schwierigkeit der guten Evakuierung größerer Spektrographengefäße, die erst durch die modernen Hochvakuumpumpen überwunden werden konnte, hatte es bedingt, daß bei früheren Untersuchungen mit Vakuumspektrographen nur kurzbrennweitige Gitter, meistens solche mit 50 cm oder 1 m Krümmungsradius, verwendet wurden, da im Falle eines größeren Lichtweges im Spektrographen die noch vorhandenen Restgase durch ihre Absorption Störungen bewirkten. Nachdem diese Schwierigkeiten heute überwunden sind, sind in der Tat in den letzten Jahren verschiedentlich sehr große Vakuumspektrographen gebaut worden. Beispielsweise wurde so von G. R. Harrison (213) ein derartiger 6-m-Spektrograph für senkrechten Lichteinfall beschrieben, dessen Vakuumgefäß aus einer 7 m langen Vanadiumstahlröhre von 40 cm Innendurchmesser besteht. Zum Evakuieren dieses Gefäßes diente eine große Öldiffusionspumpe, deren Pumpleitung einen Innendurchmesser von 20 cm aufwies. Das benutzte Woodsche Glasgitter hatte eine Teilung von 30000 Strichen/inch und gab noch lichtstarke Spektren in der sechsten Ordnung. Aus der oben erwähnten Dispersionsformel ergibt sich für diesen Apparat eine Dispersion von 0,22 Å/mm in der 6. Ordnung. Wie in dem folgenden Abschnitt ausführlicher auseinandergesetzt wird, kann man mit Hilfe des Spektrographen mit streifendem Einfall derartig große Dispersionen im Vakuumgebiet bereits mit wesentlich geringerem technischen Aufwand erzielen. Es mag daher an dieser Stelle noch bemerkt werden, daß demgegenüber der Gitterspektrograph mit senkrechtem Einfall zwei wichtige Eigenschaften aufweist, die seine Verwendung in gewissen Fällen doch vorteilhaft erscheinen lassen, nämlich erstens die über das gesamte Spektrum nahezu konstante Dispersion und zweitens die Tatsache, daß es nur bei senkrechtem Lichteinfall möglich ist, eine von Astigmatismus freie Abbildung des Spaltes zu erzielen. Die letztere Erscheinung stört zwar im allgemeinen bei Spektralaufnahmen nicht sehr, doch kann es bei manchen Untersuchungen, wie beispielsweise anläßlich der bereits erwähnten Arbeiten von Frerichs (28) und Bomke (29) notwendig sein, eine geometrische Abbildung des Spaltes zu haben, in welchem Fall man stets einen Spektrographen mit senkrechtem Einfall benutzen muß. Der Methode des senkrechten Einfalls ist nach der Seite der kurzen Wellen eine prinzipielle Grenze gesetzt durch das bei kürzeren Wellen immer geringer werdende Reflexionsvermögen der Gitter. Die meisten mit tiefen Gitterfurchen versehenen Gitter, wie man sie meistens für Untersuchungen des langwelligen Spektralgebietes verwendet, können bereits für Wellenlängen unterhalb von 500 bis 600 Å nicht mehr verwendet werden. Kürzere Wellenlängen können nach der Methode des senkrechten Einfalls noch erhalten werden, wenn man nach dem Vorgange von Millikan und Bowen (8, 9) besondere sogenannte „leichtgeritzte" Gitter verwendet. Derartige Gitter, die nach einem Verfahren von Simeon (214) bei sehr geringem Druck des Teildiamanten hergestellt werden, können nach Untersuchungen von Millikan und Bowen (l. c.) sowie nach E. Ekefors (215), der besonders eingehende diesbezügliche Untersuchungen anstellte, je nach der Güte des Gitters bis zu Wellenlängen von etwa 200 bis 300 Å, in einzelnen besonders günstigen Fällen sogar bis etwa 130 Å herunter, noch nach der Methode des senkrechten Einfalls benutzt werden. Sämtliche älteren Untersuchungen im Gebiet des kurzwelligsten Ultraviolett, insbesondere auch die berühmten, bereits mehrfach erwähnten Untersuchungen Millikans und Bowens (l. c.) über die Funken-

spektren hochionisierter Elemente, wurden so ausgeführt. Dieses Verfahren ist jedoch jetzt nicht mehr von der großen Bedeutung wie noch vor einigen Jahren, da man in dem Spektrographen mit streifendem Einfall heute ein sehr viel besseres Mittel zur Erforschung der kurzwelligen Spektren zwischen 100 und 300 Å hat. Bevor wir jedoch zur Erörterung dieses modernen Typs des Vakuumspektrographen übergehen, mag es zweckmäßig sein, kurz noch einiges über die in der Vakuumspektroskopie gebräuchlichen Konkavgitter und die Technik ihrer Herstellung zu sagen. Bei den Untersuchungen im Vakuumgebiet sind sowohl Gitter aus Glas wie auch solche aus Metall verwendet worden, und es ist eine noch heute umstrittene Frage, welcher von beiden Gitterarten im Gebiet der extrem kurzen Wellen der Vorzug zu geben ist. Nach den Beobachtungen von R. W. Wood und Th. Lyman (216) im längerwelligen Gebiet sowie nach neueren Ergebnissen im äußersten Ultraviolett von E. Ekefors (64) sollen sich Glasgitter als besser geeignet erweisen, während andererseits nach Erfahrungen von M. Siegbahn (162) sowie auch B. Edlén und A. Ericson (36) auch im Gebiet der kürzesten Wellen beide Gitterarten gleichwertig sein sollen. Nach letzthin von H. M. O'Bryan (131) unternommenen diesbezüglichen systematischen Untersuchungen ist jedoch die Eignung eines Gitters für ein bestimmtes Wellenlängengebiet in erster Linie bedingt durch die jeweilige Art der Gitterritzung. Dieser Einfluß der Gitterritzung wurde u. a. neuerdings in Fortsetzung früherer Untersuchungen von Rowland, Anderson und Sparrow sehr eingehend theoretisch untersucht von J. E. Rosenthal (217), der auch die Intensitätsverteilung über die verschiedenen Ordnungen für Gitter mit verschieden profilierten Gitterfurchen berechnete. Es ergibt sich u. a., daß im Falle des senkrechten Einfalls die günstigsten Verhältnisse vorliegen, wenn die Gitterfurchen ein gleichseitig-dreieckiges Profil aufweisen. Ebenso ergibt sich ein Einfluß der Furchentiefe, in dem Sinne, daß für das kurzwellige Gebiet eine geringere Furchentiefe günstiger ist, in völliger Bestätigung der bereits erwähnten Ergebnisse Millikans und Bowens mit leichtgeritzten Gittern. Bezüglich der Herkunft der verschiedenen, bei vakuumspektroskopischen Arbeiten benutzten Gitter sei bemerkt, daß dieselben in den meisten Fällen aus England oder Amerika stammen. In Amerika sind so auf den Rowlandschen Teilmaschinen, die in der Johns-Hopkins-Universität aufgestellt und neuerdings von Anderson sowie von R. W. Wood wieder benutzt wurden, sowie auf den von A. Michelson gebauten Maschinen zahlreiche Gitter für vakuumspektroskopische Zwecke hergestellt worden. Die aus England stammenden Gitter wurden im National Research Laboratory in Teddington geteilt, wo die von Blythwood gebauten Teilmaschinen benutzt werden. In den letzten Jahren ist ferner von M. Siegbahn (173) in Uppsala eine sehr vervollkommnete Gitterteilmaschine gebaut worden, auf der insbesondere viele Gitter, die für Untersuchungen des kurzwelligsten Ultraviolett und des ultraweichen Röntgengebietes Verwendung gefunden haben, hergestellt worden sind. Die Siegbahnsche Teilmaschine, die infolge ihrer besonderen Konstruktion in weitgehendem Maße frei von Teilungsfehlern arbeitet, kann zur Herstellung von Konkavgittern bis zur Größe von etwa 100 mm², mit Teilungen von 288, 576 und 1152 Strichen/mm benutzt werden, wobei die Gitter sowohl auf Glas wie auch auf Metall geteilt werden können. Auf Glas geritzte Gitter haben vor Metallgittern den Vorteil der geringeren mechanischen Empfindlichkeit und der leichteren Reinigung. Die durch Teilungsfehler bedingten Geister der Beugungsgitter können vor allem bei Untersuchungen im Vakuumgebiet sehr störend sein, doch ist es heute bei der bereits sehr guten Kenntnis des kurzwelligen Spektrums im allgemeinen möglich, die Geister von echten Linien zu unterscheiden. Im übrigen sei in diesem Zusammenhang auch auf die diesbezüglichen Ausführungen in dem Artikel von E. Angerer (186) hingewiesen. Weitere Methoden zur Erkennung von Gittergeistern im Gebiet der kurzen Wellen geben auch E. Ekefors (64) sowie B. Edlén (20) an. Ebenso sei auf eine eingehende Arbeit von D. T. Wilber und C. W. Gartlein (218) verwiesen, in der insbesondere die Entstehungsursachen der Lymangeister untersucht werden. Es ergibt sich danach, daß diese Art der Gittergeister, wie bereits Runge angenommen hatte, aus dem Zusammenwirken zweier periodischer Fehler in der Gitterteilung entstehen, und zwar ist der großperiodische Teilungsfehler durch den Antriebsmechanismus der Teilmaschine, der Fehler mit der kleinen Periode durch Kerben in den zum Schneiden der Gitterfurchen dienenden Diamantspitzen bedingt. Das bereits erwähnte Versagen der Methode des senkrechten Einfalls im Gebiet des äußersten Ultraviolett ist in erster Linie bedingt durch das nach kürzeren Wellen immer stärker abnehmende Reflexionsvermögen der Gitter. Bei der Methode des streifenden Einfalls ist diese Schwierigkeit nicht vorhanden, da infolge des streifenden Lichteinfalls das Reflexionsvermögen auch für kurzwellige Strahlung sehr viel größer ist. Es folgt nämlich aus der Dispersionstheorie, daß bei nahezu streifendem Einfall Totalreflexion eintreten muß bis zu Wellenlängen herab, deren Größe etwa proportional dem Einfallswinkel

(Glanzwinkel) abnimmt. Für die Bedingung der Totalreflexion ergibt sich

$$\sin \varphi = \sqrt{2\delta} = \sqrt{2(n-1)},$$

worin n der Brechungskoeffizient des Gittermaterials ist, bzw. bei Benutzung der als gültig angenommenen Drude-Lorentzschen Dispersionsformel unter Vernachlässigung der Eigenfrequenzen

$$\sin \varphi = \sqrt{2\left(\frac{e^2}{2\pi \cdot c^2 \cdot m} \cdot N \cdot \lambda - 1\right)}.$$

Man ersieht daraus, daß jedem Einfallswinkel eine kürzeste Wellenlänge zugeordnet ist, die gerade noch total reflektiert wird. Untersuchungen von B. Edlén (20) erbrachten eine vollständige quantitative Bestätigung der angegebenen Formel, beispielsweise ergaben sich so bei Glanzwinkeln von 30°, 10° und 5,4° die kürzesten Wellenlängen, die noch reflektiert wurden, zu 160 Å, 75 Å und 53 Å, während bei senkrechtem Einfall der Strahlung dasselbe Gitter eine kurzwellige Begrenzung des Spektrums bereits bei 320 Å hatte. Den ersten Anstoß zu der Verwendung der Gitter mit streifendem Einfall für die Zwecke der Vakuumspektroskopie gaben die vor etwa 10 Jahren ausgeführten erfolgreichen Untersuchungen von H. A. Compton und R. L. Doan (177) über die Brechung und Reflexion von Röntgenstrahlen, wobei es erstmalig gelungen war, mit Hilfe eines Plangitters bei streifendem Einfall Beugungsspektren der kurzwelligen Röntgenstrahlen zu erhalten. 1927 hatte dann T. H. Osgood (219) mit Hilfe eines Konkavgitters mit streifendem Einfall erstmalig das ultraweiche Röntgengebiet zwischen 50 und 200 Å untersucht. In demselben Jahre benutzte J. B. Hoag (220) zur Untersuchung des äußersten Ultraviolett einen Konkavgitterspektrographen mit einem Einfallwinkel von 80°. Einen anderen Konkavgittervakuumspektrographen, der bei einem Einfallswinkel von 45° arbeitete, beschrieben zur selben Zeit K. T. Compton und J. C. Boyce (221). Im Herbst 1928 wurde dann von M. Siegbahn (158) ein speziell für die Zwecke der Vakuumspektroskopie konstruierter Apparat mit streifendem Einfall beschrieben, dessen Konstruktion für alle späteren ähnlichen Apparate vorbildlich blieb. Die vorstehende Beschreibung des Apparates ist einer Arbeit von B. Edlén und A. Ericson (222) entnommen, denen es, wie schon erwähnt worden ist, mit Hilfe dieses Apparates gelang, die optischen Serienspektren der leichten Elemente bis in das Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlung hinein zu verfolgen. Die schematische Anordnung erkennt man aus der Fig. 10, die näheren technischen Einzelheiten aus der Konstruktionszeichnung Fig. 11. Das von den beiden Autoren benutzte Gitter war aus Metall und hatte einen Krümmungsradius von 101 cm, der Radius des Rowlandkreises betrug somit 50,5 cm. Bei dem benutzten Glanzwinkel von 10° ergab dieses

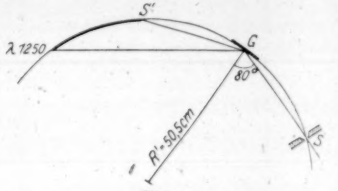


Fig. 10.
(Aus A. Ericson und B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **59**, 656, 1930.)

Gitter eine kurzwellige Grenze bei etwa 40 Å. In der Fig. 10 bedeutet G das Gitter, S den senkrecht auf dem Rowlandkreis stehenden Spalt, S' das direkt reflektierte Bild des Spaltes, an das sich nach außen die verschiedenen Ordnungen der Beugungsspektren anschließen. Entsprechend erkennt man in der Fig. 11 den Eintrittsspalt S, das in dem Gitterhalter nach allen Seiten verschiebbare und drehbare Gitter G sowie auf dem Gestell H den entsprechend der Krümmung des

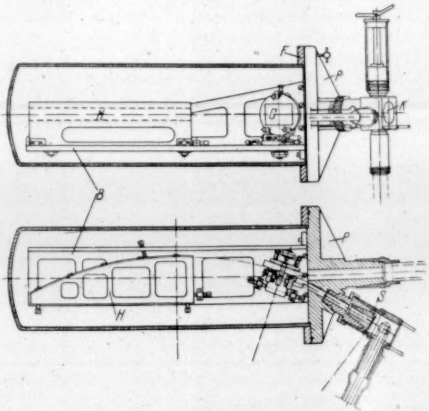


Fig. 11.
(Aus A. Ericson und B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **59**, 656, 1930.)

Rowlandkreises gebogenen Plattenhalter, der in dem hier beschriebenen Beispiel eine Länge von 25 cm hatte. Alle Teile des Spektrographen sind aus Messing hergestellt. Spalt, Gitter, Plattenhalter, Lichtquelle und Vakuumzuleitungen sind

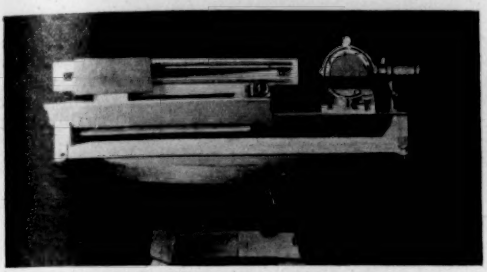


Fig. 12.

sämtlich starr mit dem Grundbrett des Spektrographen verbunden, wodurch eine besonders gute Stabilität der gesamten Anordnung gewährleistet wird. Der eiserne Vakuummantel, der bei einer Länge von 40 cm einen Innendurchmesser von 16 cm hat, läuft auf kleinen Rädern in zwei Schienen, so daß er bequem über den Spektrographen geschoben werden kann. Die Lichtquelle wird mittels eines Metallschliffes direkt an dem Spalt angesetzt. In dem in Fig. 11 dargestellten Fall ist so beispielsweise eine zur Funkenkammer umgebaute Siegbahnsche Metallröntgenröhre aufgesetzt. Zur Erzielung schmaler, scharfer Linien ist es bei der Methode des streifenden Einfalls besonders wichtig, sehr enge Spalte zu verwenden. Beispielsweise wurde bei dem vorstehenden Apparat ein aus gehärteten Stahlbacken bestehender Spalt von nur 0,01 mm Breite benutzt. Eine sehr zweckmäßige Spaltkonstruktion, die die Anwendung sehr enger und genau einstellbarer Spalte gestattet, ergibt sich nach W. M. Cady (67) bei Verwendung von Rasierklingen als Spaltbacken. Einen im wesentlichen nach den Siegbahnschen Gesichtspunkten gebauten Vakuumspektrographen mit streifendem Einfall, der im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gebaut wurde (gebaut von Hrn. Lesche), zeigt die obenstehende Fig. 12. Man erkennt auf der Photographie deutlich die für die Methode des streifenden

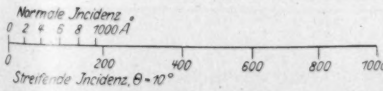


Fig. 13.
(Aus A. Ericson und B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **59**, 656, 1930.)

Einfalls charakteristische gedrängte Anordnung von Spalt, Gitter und Plattenhalter. Der Vorteil der Methode des streifenden Einfalls beruht einmal in der bereits erwähnten Möglichkeit, infolge des bei streifendem Einfall sehr vergrößerten Reflexionsvermögens bis in das Gebiet der kürzesten Wellen vorzudringen, sodann aber auch auf der gegenüber der Methode des senkrechten Einfalls um ein Vielfaches vergrößerten Dispersion des Gitters mit streifendem Einfall. Man erkennt diesen Unterschied beider Methoden sofort aus der Fig. 13, in der für ein gegebenes Gitter der Dispersionsverlauf bei senkrechtem Einfall und bei einem Glanzwinkel von 10° eingetragen ist. Es ergibt sich daraus auch, daß die Dispersion bei kleinen Einfallswinkeln nicht mehr unabhängig von der Wellenlänge ist. In der Fig. 14 ist der aus der im nachstehenden angegebenen Dispersionsgleichung des Gitters mit streifendem Einfall für ein Gitter von 600 Strichen/mm berechnete Zusammenhang zwischen Beugungswinkel und Wellenlänge für zwei verschiedene Glanzwinkel, 30′ und 1°, graphisch dargestellt. Man kann die Eigenschaften eines Gitters im Falle des streifenden Einfalls leicht aus der allgemeinen Gittergleichung ableiten. Es ergibt sich nämlich für Konkavgitter die Beziehung

$$n \cdot \lambda = d \cdot (\sin\varphi - \sin\psi)$$

in der d die Gitterkonstante, φ den Einfallswinkel ($= 90° -$ Glanzwinkel), ψ den Reflexionswinkel bedeutet. Es ist weiter $\varphi = \psi + \alpha$ sowie $x = 2\alpha \cdot R' = \alpha \cdot R$, wobei α der Beugungswinkel, x der Linearabstand der betrachteten Spektrallinie von dem direkt reflektierten Bild des Spaltes, R' der Radius des Rowlandkreises, R der Krümmungsradius des Konkavgitters ist. Man erhält dann die für die Betrachtung des

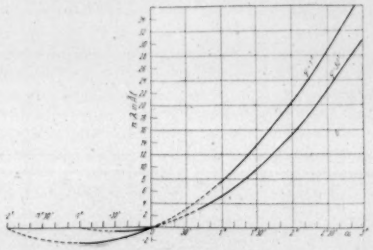


Fig. 14.
(Aus M. Siegbahn, „Spektroskopie der Röntgenstrahlen", S. 404.)

Gitters mit streifendem Einfall maßgebliche Beziehung

$$n \cdot \lambda = d \cdot \sin\varphi - d \cdot \sin\left(\varphi - \frac{x}{R}\right).$$

In derselben sind die Größen d und x mit großer Genauigkeit direkt meßbar. Die Werte von φ und R bestimmt man am besten zunächst nur angenähert und ermittelt sie dann genau aus der obenstehenden Gleichung, indem man für einige genau bekannte Standardlinien die zugehörigen x-Werte auf der Platte ausmißt. Aus der obigen Beziehung ergibt sich sodann die Dispersionsgleichung für den Fall des streifenden Einfalls zu

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d}{n \cdot R} \cdot \cos\left(\varphi - \frac{x}{R}\right),$$

die man für genügend kleine Glanzwinkel, da dann der Sinus durch den Arkus ersetzt werden kann, auch oft in der Form schreibt:

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d}{n \cdot R}\left[90^\circ - \left(\varphi - \frac{x}{R}\right)\right].$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich, wie man auch aus der graphischen Darstellung der Fig. 14 erkennt, daß die Dispersion am größten wird für die negativen Ordnungen, d. h. für die in dem Bereich zwischen Gitter und direkt reflektiertem Bild des Spaltes liegenden Beugungswinkel. Die eingehende Betrachtung ergibt aber, daß dafür in dem Bereich der negativen Ordnungen das Auflösungsvermögen entsprechend geringer wird, so daß die Benutzung der negativen Ordnungen praktisch doch keine Vorteile bringt. Wegen dieser und anderer Einzelheiten der Theorie des Vakuumspektrographen mit streifendem Einfall sei besonders auf die neueren Untersuchungen von J. E. Mack, J. R. Stehn und B. Edlén (223) sowie von I. S. Bowen (224) verwiesen. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich u. a., daß bei streifendem Einfall für eine bestimmte optimale Gitterbreite das Auflösungsvermögen und die Intensität der abgebeugten Strahlung einen maximalen Wert hat. Für diese optimale Gitterbreite, die von dem Krümmungsradius des Gitters, von der Gitterkonstanten d, von dem Einfallswinkel, von der Wellenlänge und von der Ordnung des beobachteten Spektrums abhängt, gilt nach B. Edlén (20):

$$B = 2{,}36 \cdot \left(\frac{4\lambda \cdot R^3}{\pi} \cdot \frac{\cos\varphi \cdot \cos\psi}{(1 - \cos\varphi\cos\psi)\,(\cos\varphi + \cos\psi)}\right)^{1/4}.$$

Bei Benutzung eines Gitters von der optimalen Breite B erhält man nach demselben Autor dann die größte Auflösung bei zugleich guter Intensität, wenn der Spektrographenspalt die optimale Breite

$$s_{opt} = \lambda \cdot \frac{R}{B}$$

hat. Es ergibt sich daraus beispielsweise für ein 1-m-Gitter bei einem Einfallswinkel von 80° (= 10° Glanzwinkel) und einem Wert von 6000 cm^{-1} für das Verhältnis: Ordnung des betrachteten Spektrums zur Gitterkonstante, für die Wellenlängen 10 Å, 100 Å und 1000 Å eine optimale Spaltbreite von 0,13 μ, 0,7 μ und 3,8 μ. Praktisch ergibt sich so eine Begrenzung des Auflösungsvermögens bei kürzeren Wellen, da aus technischen Gründen der Spalt nicht enger als etwa 1 μ gewählt werden kann. Aus dem Gesagten erhellt, daß die Justierung eines Spektrographen mit streifendem Einfall wesentlich schwieriger ist als die eines Spektrographen mit senkrechtem Einfall. Es ist vor allem zur Erzielung scharfer Linien auch sehr wesentlich, daß die sich aus der Rowlandschen Bedingung ergebende richtige Plattenkrümmung genau innegehalten wird. Manche Autoren benutzen aus diesem Grunde besonders sorgfältig eben geschliffene Schumannplatten, doch wird man in den meisten Fällen wohl ohne diese Maßnahme auskommen. Einzelheiten über verschiedene zweckmäßige Justierverfahren findet man in den bereits genannten Arbeiten von Mack, Stehn und Edlén (223), Bowen (224), ferner besonders eingehend bei G. Rathenau und P. E. Perlkamp (225). Den vielfachen Vorteilen des Spektrographen mit streifendem Einfall steht als ein gewisser Nachteil der bei dieser Methode unvermeidliche starke Astigmatismus gegenüber. Bekanntlich ist ja beim Konkavgitter im Gegensatz zum Prismenspektrographen die Abbildung des Spaltes nie völlig anastigmatisch. Während aber bei senkrechtem Einfall der Astigmatismus nur geringfügig ist, so daß er praktisch nicht in Betracht kommt, wird im Falle des streifenden Einfalls jeder Punkt des Spaltes bei der Abbildung zu einer senkrechten Geraden von der Länge a auseinandergezogen. Nach E. Ekefors (64) ergibt sich

$$a = l(\mathrm{tg}\varphi \cdot \sin\varphi \cdot \cos\psi + \sin^2\psi),$$

wobei l die Länge der Gitterstriche, φ der Einfalls- und ψ der Beugungswinkel ist. Um die größtmögliche Intensität zu erhalten und das volle Gitter auszunützen, muß der Spalt mindestens so lang sein, daß die Bilder seiner beiden Enden nicht mehr ineinandergreifen, d. h. die Mindestlänge $P_{\min}$ des Spaltes muß sein

$$p_{\min} = l(\mathrm{tg}\varphi \cdot \sin\varphi + \mathrm{tg}\psi \cdot \sin\psi) \cdot \cos\varphi\,.$$

Der oben beschriebene Edlénsche Spektrograph besaß ein 1-m-Gitter mit 571 Strichen/mm und ergab eine Dispersion von 2,5 Å/mm bei 100 Å und 6,5 Å/mm bei 1000 Å. Ein im wesentlichen

ähnlicher Spektrograph wurde von E. Ekefors in der bereits erwähnten Arbeit (64) beschrieben. Dieser Autor verwendete ebenfalls ein 1-m-Gitter bei einem Glanzwinkel von 10°, doch wies das Gitter in diesem Fall 1183 Striche/mm auf. Dementsprechend war auch die Dispersion entsprechend vergrößert, nämlich 1,58 Å/mm bei 100 Å und 4,08 Å/mm bei 1000 Å. Einen anderen leistungsfähigen 1-m-Vakuumspektrographen mit streifendem Einfall, dessen technische Konstruktion in verschiedenen Punkten von der Siegbahnschen Anordnung abweicht, beschrieb V. v. Keußler (63). In letzter Zeit sind verschiedentlich auch größere Spektrographen mit streifendem Einfall gebaut worden, da bei verschiedenen vakuumspektroskopischen Fragestellungen auch die bereits erhebliche Dispersion der oben erwähnten Spektrographen noch zu gering war. So haben beispielsweise H. P. Knaus und St. S. Ballard (226) einen großen 3-m-Spektrographen mit einem Einfallswinkel von 83° benutzt. Das Volumen dieses Spektrographen betrug über 180 Liter und konnte mittels zweier großer Öldiffusionspumpen in einer Stunde auf ein Endvakuum von 10^{-5} mm ausgepumpt werden. Einen noch wesentlich größeren Spektrographen mit streifendem Einfall hat schließlich P. G. Kruger (227) beschrieben. Das verwendete Gitter hatte einen Krümmungsradius von 6,5 m. Bei einem Einfallswinkel von 79° beträgt die Dispersion in der ersten Ordnung bei 100 Å 0,332 Å/mm, bei 500 Å 0,516 Å/mm bzw. bei einem Einfallswinkel von 87° bei 100 Å 0,214 Å/mm und bei 500 Å 0,516 Å/mm. Das Vakuumgefäß des Spektrographen besteht aus einem Hauptgefäß von 2,50 m Länge und 40 cm Innendurchmesser, in welchem die Kassette untergebracht ist, und aus einem kleineren und kürzeren Rohransatz, in dem das Gitter und der Spalt befestigt sind. Das Gesamtvolumen dieses Spektrographen beträgt 365 Liter. Zum Vergleich sei erwähnt, daß der vorher beschriebene Harrisonsche 6-m-Spektrograph mit senkrechtem Einfall ein Gesamtvolumen von etwa 850 Litern aufwies, woraus man den Vorteil der gedrängteren Anordnung der Spektrographenteile im Falle des streifenden Einfalls besonders deutlich erkennt.

3. Lichtquellen.

Als Lichtquellen können für die Zwecke der Vakuumspektroskopie die meisten auch sonst in der Spektroskopie benutzten Entladungsformen benutzt werden. Im Rahmen der vorliegenden kurzen Darstellung ist es naturgemäß nicht möglich, sämtliche für vakuumspektroskopische Untersuchungen entwickelten technischen Ausführungsformen eingehend zu behandeln. Es sollen daher nur die besonders wichtigen und oft angewendeten Lichtquellen der Vakuumspektroskopie, in erster Linie also der Hochvakuumfunke, die Hohlkathodenentladung, die Hochfrequenzanregung sowie einige viel benutzte Formen der positiven Säule, näher beschrieben werden. Die Methode des Hochvakuumfunkens wurde seinerzeit von Millikan und Bowen (8) speziell für die Untersuchung der höheren Anregungszustände der Atome entwickelt und gestattete diesen Forschern, erstmalig das Gebiet des extremen Vakuumultraviolett zu untersuchen. Die Methode, die auch heute noch das bequemste und meist angewendete Verfahren für die Erzeugung der höheren Funkenspektren darstellt, beruht im wesentlichen auf der Anwendung der Elektronenemission aus kalten Kathoden unter der Wirkung sehr hoher elektrischer Felder. Die Funkenelektroden befinden sich im Hochvakuum in möglichst geringem Abstand voneinander (etwa 1 bis 2 mm). Bei Anlegung einer genügend hohen Spannung tritt dann auf dem Wege der erwähnten „kalten Feldemission" ein Funkenübergang ein, wobei infolge der großen Entladungsenergie eine zur Erzeugung eines lichtstarken Spektrums ausreichende Menge des Elektrodenmaterials in die Entladungsbahn verdampft. Eine derartige für vakuumspektroskopische Zwecke dienende Siegbahnsche Hochvakuumfunkenkammer (162) ist in der Fig. 15 dargestellt. Die technischen Einzelheiten sind aus der Figur unmittelbar ersichtlich. Wegen der starken Erwärmung der Funkenstrecke und wegen der damit verbundenen erheblichen Gasabgabe der Funkenelektroden ist es notwendig,

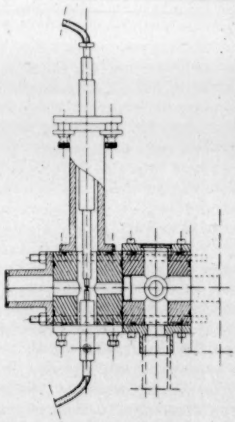


Fig. 15.
(Aus M. Siegbahn und T. Magnusson, Zeitschr. f. Phys. **95**, 133, 1935.)

durch geeignete Schaltmaßnahmen die Funkenfolge so zu regulieren, daß die Erwärmung der Funkenkammer nicht zu stark wird und die bei dem Funkenübergang abgegebenen Gase von den Vakuumpumpen abgesaugt werden können. Eine besonders hoch belastbare Hochvakuumfunkenstrecke, die zum Zwecke einer guten Kühlung mit einer besonderen Wasserkühlung versehen war, ist beispielsweise von P. G. Kruger und W. E. Shoupp (123) angegeben worden. Es ist auch meistens zweckmäßig, die Funkenstrecke in einem nicht zu geringen Abstand von dem Spektrographenspalt, am besten etwa 2 bis 3 cm davon entfernt, anzuordnen, da andernfalls der Spalt leicht durch kleine, von den Elektroden zerstäubte Partikel verschlossen wird. Wenn es sich um die Erzeugung der Spektren von schwerflüchtigen Metallen handelt, werden am besten die Elektroden selbst aus dem betreffenden Metall hergestellt. Die Untersuchung leichtflüchtiger Substanzen im Hochvakuumfunken wird zweckmäßig in der Weise ausgeführt, daß die zu untersuchende Substanz in eine Ausbohrung der in diesem Fall aus einem Stoff wie Aluminium, Nickel, Silizium oder Achesongraphit bestehenden Elektroden gebracht wird. Die leichtflüchtigen Stoffe können auch oft statt in elementarem Zustand in Form geeigneter Verbindungen benutzt werden. Wegen vieler diesbezüglicher Einzelheiten wie überhaupt wegen genauer Betriebsvorschriften von Hochvakuumfunken sei insbesondere auf die schon mehrfach erwähnten Arbeiten von B. Edlén und A. Ericson (39) sowie E. Ekefors (64) hingewiesen. Für die elektrische Schaltung des Hochvakuumfunkens sind von den verschiedenen Autoren Anordnungen angegeben worden, die im wesentlichen nur in den technischen Einzelheiten voneinander abweichen. Wichtig und typisch für die Methode ist die Parallelschaltung eines genügend großen Kondensators, der für die kräftige Anregung der höheren und höchsten Ionisationsstufen erforderlich ist. Viele Autoren, z. B. B. Edlén und A. Ericson (222) sowie E. Ekefors (64) benutzten hochgespannten Wechselstrom zur Erzeugung der Funken. Eine derartige gut erprobte Schaltung zeigt die einer Arbeit von E. Ekefors (163) entnommene Fig. 16. L und M sind Luftfunkenstrecken, V ist die Hochvakuumfunkenstrecke. Zur Geräuschdämpfung ist die Vorschaltfunkenstrecke L in ein schalldichtes Gehäuse eingeschlossen. Die Funkenstrecke M dient lediglich zur Spannungsmessung, wobei die Funken noch mittels des Wasserwiderstandes W gedämpft werden können. Als Transformator benutzt man zweckmäßig einen leistungsfähigen technischen Hochspannungstransformator, da man dann ohne die Gefahr einer Überlastung größere Kapazitäten bei hoher Funkenspannung benutzen kann. Ekefors benutzte so in dem beschriebenen Fall einen Parallelkondensator von 0,03 μF bei einer Funkenspannung von 60 kV.

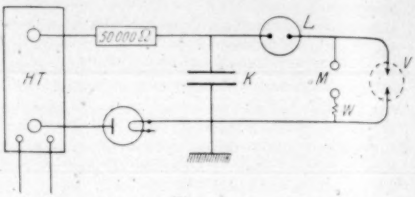


Fig. 16.
(Aus E. Ekefors, Physik. Zeitschr. **31**, 737, 1930.)

Die Funkenfolge betrug etwa 2 bis 3 Funken in der Sekunde. Nach neueren Untersuchungen von B. Edlén und A. Ericson (39) sowie von J. Söderqvist und B. Edlén (116) erhält man noch bessere und stärkere Anregung der höheren Ionisationsstufen, wenn man den Hochvakuumfunken mit hochgespanntem Gleichstrom betreibt. Eine bei zahlreichen Untersuchungen der kurzwelligen Vakuumspektren im Siegbahnschen Institut angewandte diesbezügliche Schaltung zeigt die Fig. 17. Die notwendige Parallelkapazität, die zweckmäßigerweise möglichst groß, etwa einige Zehntel μF sein soll, wird am besten durch Parallelschalten einer größeren Anzahl von Hochspannungsölkondensatoren hergestellt. Die Gleichrichtung des hochgespannten Stromes kann mit einem gewöhnlichen Glühventil oder auch mittels eines mechanischen Nadelgleichrichters erfolgen. L ist eine in den Entladungskreis der Vakuumfunkenstrecke eingeschaltete variable Selbstinduktion, die es ermöglicht, die verschiedenen Ionisationsstufen getrennt anzuregen. In dem Vakuumfunken erhält man im allgemeinen die Spektren der verschiedenen Ionisationsstufen gleichzeitig angeregt, was vor allem bei komplizierteren Spektren die Zuordnung der Linien sehr erschwert.

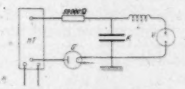


Fig. 17.
(Aus E. Ekefors, Zeitschr. f. Phys. **71**, 53, 1931.)

In den meisten derartigen Fällen gelingt es jedoch durch Einschalten geeigneter Selbstinduktionen, die den höheren Ionisierungszuständen zugehörenden Spektren abzuschwächen bzw. ganz zu unterdrücken, so daß man aus diesem Verhalten der Linien direkt auf den Ionisationsgrad des emittierenden Atoms schließen kann.

Eine sehr ausführliche systematische Untersuchung des in Rede stehenden Effektes wurde beispielsweise von Gibbs (228) ausgeführt. Die Spektren der höheren Ionisationsstufen werden nach diesen Untersuchungen besonders stark angeregt bei großer Stromdichte des Funkens, und die Wirkung der Selbstinduktion beruht in erster Linie auf der Herabsetzung dieser Stromdichte. Außer der bevorzugten Anregung der niedrigeren Ionisationsstufen beobachtet man bei Vorschaltung einer Selbstinduktion eine beträchtliche Verschärfung der Linien, die wahrscheinlich durch eine den geringeren Stromdichten entsprechende Verringerung des Doppler- und des Starkeffektes bedingt ist. Bezüglich der Größe der zur Abschwächung eines bestimmten Spektrums benötigten Selbstinduktion muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden, da naturgemäß je nach der verwendeten Apparatur und je nach der Art des jeweils zu untersuchenden Spektrums ein anderer Wert der Selbstinduktion benutzt werden muß. Es sei nur erwähnt, daß beispielsweise B. Edlén (20), der mit Hilfe der vorstehend beschriebenen Gleichstromvakuumfunkenanordnung die Vakuumspektren der leichtesten Metalle untersuchte, eine aus starkem Kupferdraht bestehende Spule von 50 cm Durchmesser und 2 cm Windungsabstand benutzte. Bei Einschaltung von drei Windungen war unter den von Edlén benutzten Versuchsbedingungen das *O* VI-Spektrum bereits völlig unterdrückt und von *O V* und *N V* nur noch schwache Spuren erkennbar. Bei Einschaltung von sechs Windungen waren auch *N* III und *O* III sehr stark abgeschwächt, während das erste Funkenspektrum des Stickstoffs und des Sauerstoffs noch praktisch ungeschwächt war. Eine andere, neuerdings ebenfalls häufig bei vakuumspektroskopischen Untersuchungen benutzte Lichtquelle ist die Paschensche Hohlkathode. Während man bei Verwendung des Hochvakuumfunkens besonders die höheren Funkenspektren erhält, ist die Hohlkathodenentladung vor allem zur Erzeugung der niedrigsten Ionisationsgrade sehr geeignet. Diese erscheinen in der Hohlkathodenentladung in einer sehr reichen, die Vakuumfunkenanregung weit übertreffenden Serienentfaltung, während andererseits die höheren Funkenspektren in der Hohlkathode überhaupt nicht auftreten. Die Betriebsvorschriften für das Arbeiten mit der Hohlkathode im Gebiet der Vakuumspektren sind nicht verschieden von den bekannten für das Sichtbare geltenden. Wegen der diesbezüglichen Einzelheiten kann daher auf die Paschenschen Originalarbeiten verwiesen werden. Als Material für die Hohlkathode benutzt man, falls das Spektrum des Füllgases selbst untersucht werden soll, zweckmäßig Kohle oder Wolfram. Nicht gasförmige Stoffe, deren Spektren angeregt werden sollen, bringt man in kleiner Menge in das Innere der Hohlkathode ein, die dann am besten in Helium oder Neon betrieben wird. Unter der Einwirkung der Entladung ergibt sich dann eine zur lichtstarken Erzeugung des gewünschten Spektrums in den meisten Fällen ausreichende Zerstäubung der zu untersuchenden Substanz, auch wenn es sich dabei um besonders hochschmelzende und schwer flüchtige Stoffe handelt. R. Lang und R. A. Sawyer (229) konnten so das im Vakuumgebiet liegende Indiumspektrum untersuchen. F. Paschen und P. G. Kruger (230) benutzten zur Erzeugung des *Be* I- und *Be* II-Spektrums eine innen mit Beryllium ausgekleidete Kohlehohlkathode, die in reiner Heliumatmosphäre bei einer Stromstärke von etwa 0,3 Amp. brannte. Auch das kurzwellige Gebiet des *C* I- und *C* II-Spektrums wurde von Paschen und Kruger (43) mittels einer derartigen Hohlkathodenentladung erhalten. Um die Anregung nächsthöherer Ionisationsstufen mit Sicherheit zu vermeiden, kann man unter Umständen ein Füllgas verwenden, das einen Anregungsüberschuß von nur wenigen Volt gegenüber dem anzuregenden Spektrum besitzt. Das erste Funkenspektrum des Bleis wurde beispielsweise so von G. R. Miller, O. Laporte und R. A. Sawyer (231) in einer Heliumatmosphäre bei einem Anregungsüberschuß von 3 Volt bei reichster Serienentfaltung frei von anderen Ionisationsstufen erhalten. Während normalerweise in der Hohlkathodenentladung nur die ersten Funkenspektren angeregt werden, gelingt es u. U., bei Vorschaltung einer Funkenstrecke auch noch höhere Ionisationsstufen zu erhalten, beispielsweise nach W. P. Gilbert (232) das *Ag* III-Spektrum. Ähnlich wie die Paschensche Hohlkathode kann auch die Schülerlampe für die Zwecke der Vakuumspektroskopie verwendet werden. Ein speziell für den Gebrauch am Vakuumspektrographen gebautes wassergekühltes Schülerrohr wird so von I. E. Ruedy (62) beschrieben.

An Stelle des Hochvakuumfunkens ist in der letzten Zeit zur Erzeugung der höheren Funkenspektren verschiedentlich auch die elektrodenlose Ringentladung bei vakuumspektroskopischen Untersuchungen verwendet worden. Als grundlegend sind hier in erster Linie die Untersuchungen von L. und E. Bloch (233) zu nennen, denen es mit Hilfe dieser Methode gelang, die extrem kurzwelligen Funkenspektren zahlreicher Metalle aufzunehmen. Die Anregung in der elektrodenlosen Ringentladung geschieht bekanntlich in der Weise, daß mit Hilfe eines starken hochfrequenten Wechselfeldes Feldstärken erzeugt werden, die hinreichen, um in einer

elektrodenlosen, mit Gas von niedrigem Druck gefüllten Glas- oder Quarzröhre Leuchten zu erregen. Einzelheiten über das Grundsätzliche der Methode findet man bei G. Mierdel (234), ferner auch bei G. Herzberg (235). Als wichtige Vorteile der elektrodenlosen Ringentladung sind vor allem zu nennen der Fortfall sämtlicher Störungen von den Elektroden, ferner die Vermeidung der sonst notwendigen Kittstellen und Dichtungen. Die elektrodenlose Ringentladung kann beispielsweise auch ohne Mühe in einem starken Magnetfeld aufrechterhalten werden, im Gegensatz zu den meisten anderen Entladungsformen, so daß sie u. a. auch zur Untersuchung des Zeemaneffektes sehr geeignet ist (71). Die Entladungsbedingungen sind in der elektrodenlosen Ringentladung gegenüber anderen Entladungen wesentlich vereinfacht und demgemäß leichter zu übersehen, da lediglich die Gasatome selbst ionisiert werden, während sonst bei Gasentladungen ein erheblicher Teil der die Entladung tragenden Elektronen beim Aufprall positiver Ionen auf die Kathode entsteht. Zur Erzeugung der hochfrequenten elektrodenlosen Entladung können gedämpfte wie auch ungedämpfte Schwingungen verwendet werden. Eine von Herzberg benutzte Apparatur, die mit gedämpften Schwingungen arbeitet (235), sei im folgenden kurz beschrieben. Als Funkenstrecke des Hochfrequenzsenders dienten Zinkkugeln von 5 cm Durchmesser, die in einem wassergekühlten Gehäuse in einer Leuchtgasatmosphäre angeordnet waren. Die Hochfrequenzspule, die bei einer Länge von 6 cm etwa 12 Windungen besaß, bestand aus dickem Kupferdraht und war direkt auf das Entladungsrohr gewickelt, welches zweckmäßig aus Hartglas oder Quarz besteht. Bei dem erwähnten Spulendurchmesser von 6 cm hat das Entladungsrohr bei der bekannten end on Beobachtung eine Länge von etwa 20 cm. Auch im Falle zur Untersuchung gelangender fester Stoffe gelingt es im allgemeinen, bei hinreichend hoher Belastung, die Spektren dieser Stoffe sehr lichtstark zu erhalten, da die meisten Substanzen unter der Hochfrequenzeinwirkung schmelzen und dann bereits einen genügend hohen Dampfdruck aufweisen. Nur in seltenen Fällen wird es notwendig, das Entladungsrohr zu diesem Zweck mit einem besonderen Ofen zu erhitzen. Die Methode der elektrodenlosen Hochfrequenzanregung wurde bei vakuumspektroskopischen Untersuchungen, wie bereits oben gesagt wurde, besonders von L. und E. Bloch (119, 233) benutzt, die auf diese Weise die im äußersten Ultraviolett liegenden höheren Funkenspektren von *Cu*, *Ag*, *Au*, *Hg*, *Cd* und *Zn* bei Expositionszeiten von nur wenigen Minuten erhielten. Ebenfalls viel benutzt wurde diese Methode auch von J. C. Boyce (236) sowie von V. v. Keußler (56), deren Untersuchungen bereits in dem vorhergehenden Abschnitt erwähnt wurden. Eine Variation der Anregungsbedingungen zur Trennung der einzelnen Ionisationsstufen ist bei der Methode der elektrodenlosen Ringentladung in den meisten Fällen überflüssig, da man bei dieser Methode aus der Länge der beobachteten Linien direkt auf den Anregungsgrad schließen kann. In der Achse der Entladungsröhre ist nämlich die Feldstärke am niedrigsten und nimmt nach den Rändern stark zu, so daß also bei der üblichen end on-Betrachtung nur die den niedrigsten Ionisationsstufen angehörenden Linien auf der ganzen Länge des Rohrdurchmessers beobachtet werden und die unterschiedliche Erstreckung der Linien nach innen die Möglichkeit ihrer Klassifizierung gibt. Wegen der näheren diesbezüglichen Einzelheiten sei vor allem auf die bereits genannten Arbeiten von E. und L. Bloch verwiesen.

Außer den genannten Lichtquellen wurden, vor allem zur Erzeugung von Bogenspektren sowie zur Untersuchung von Molekülspektren, bei zahlreichen vakuumspektroskopischen Arbeiten Entladungsröhren benutzt, die das Leuchten der positiven Säule verwenden. Eine derartige Anordnung benutzte beispielsweise auch Lyman bei seinen ersten Untersuchungen. Die Form des damaligen Lymanschen Entladungsrohres erkennt man aus der anläßlich der Beschreibung des Lymanschen Vakuumspektrographen gegebenen Fig. 7. Die aus der Figur ersichtliche Verengung der Entladungsbahn mittels einer Kapillare wurde in der Folge bei derartigen Entladungsröhren häufig benutzt und ist, besonders bei Benutzung einer kondensierten Entladung, auch zur Anregung der höheren Funkenspektren gasförmiger Stoffe geeignet. W. M. Cady (237) erhielt so mit einem Entladungsrohr, das eine Quarzkapillare von 9 cm Länge und 2 mm Bohrung hatte, bei einer Entladungsspannung von 25 kV und Parallelschaltung eines Kondensators von 0,4 μF lichtstarke Spektren des hochionisierten Stickstoffs und Sauerstoffs. Eine Entladungsröhre ohne Verengung, die bei einer Länge von 1 m einen Durchmesser von 3 cm hatte, verwendete E. Ekefors (44) zur Untersuchung des kurzwelligsten Teils des Stickstoffbogenspektrums. Eine ähnliche Entladungsröhre, die zudem mit flüssiger Luft gekühlt werden konnte, wurde von P. Quency (238) benutzt. In den letzten Jahren sind ferner verschiedentlich Kanalstrahlröhren als Lichtquellen bei vakuumspektroskopischen Untersuchungen verwendet worden. Es handelte sich bei diesen Untersuchungen jedoch um besondere Fragestellungen, die nur mit Hilfe der Kanalstrahlmethode gelöst

werden konnten. Im allgemeinen wird man dagegen die Kanalstrahlmethode der geringen Lichtstärke wegen im Gebiet der Vakuumspektren selten anwenden, so daß hier der Hinweis auf die diesbezüglichen Arbeiten von W. und K. Wien (24, 25, 73), R. Frerichs (27, 29, 30) und H. Bomke (28) genügt. Abschließend scheint es notwendig, auf die Methoden zur Erzeugung lichtstarker kontinuierlicher Spektren im Gebiet des Vakuumultraviolett einzugehen, da diesen Methoden im Hinblick auf die Untersuchung von Absorptionsspektren heute eine erhebliche Bedeutung zukommt. Als Emissionskontinua kommen für die Zwecke der Vakuumspektroskopie zur Zeit in erster Linie drei Arten in Frage:

1. Das Wasserstoffkontinuum, das sich vom Sichtbaren bis auf 1600 Å herunter erstreckt und das vor allem für photochemische Untersuchungen im Schumanngebiet sehr geeignet ist.
2. Das 1930 von J. J. Hopfield (90) entdeckte Heliumkontinuum, das sich von 600 bis 900 Å erstreckt.
3. Das von Th. Lyman (10) 1924 gefundene sogenannte Lymankontinuum, das bei allerdings dann bereits recht erheblichem technischen Aufwand heute für jedes gewünschte kurzwellige Spektralgebiet zwischen 200 und 2000 Å bei großer Intensität erzeugt werden kann.

Zur Erzeugung des Wasserstoffkontinuums benutzt man in bekannter Weise ein mit großen Aluminiumelektroden versehenes Rohr aus Pyrexglas, dessen Enden mit Flußspatfenstern verschlossen sind. Wegen der Betriebsvorschriften sei beispielsweise auf die Untersuchung von Steiner und Bay (239) verwiesen. Eine mit Wasserkühlung versehene, besonders stark belastbare Wasserstoffentladungsröhre dieser Art beschreiben auch H. C. Urey, G. M. Murphy und I. A. Duncan (240) anläßlich ihrer Untersuchungen im Schumanngebiet. Neuerdings haben, wie in diesem Zusammenhang erwähnt sei, P. Harteck und F. Oppenheimer (241) bei Absorptionsmessungen zwischen 1300 und 1500 Å eine mit Xenon gefüllte Niederspannungslampe benutzt, die mit Glühelektroden versehen ist und bei Wasserkühlung mit 50 Amp. belastet werden kann. Diese Lampe emittiert eine sehr intensive Strahlung bei 1295 und bei 1469 Å und eignet sich der großen Intensität wegen auch für photochemische Untersuchungen. Zur Erzeugung des zwischen 600 und 900 Å liegenden Heliumkontinuums benutzt man nach Hopfield (90) ein weites und langes Entladungsgefäß. Das mit Helium von einigen Millimetern Druck gefüllte Rohr wird nach H. Beutler (147) mit etwa 5000 Volt Wechselstrom betrieben. Eine schwache Kondensierung der Entladung ist für die lichtstarke Anregung des Kontinuums günstig. Mit ähnlichen Anordnungen kann man nach Beutler (l. c.) ferner auch das Viellinienspektrum des Wasserstoffs zwischen 1000 und 1400 Å sowie ein diffuses Argonbandenspektrum zwischen 1020 und 1200 Å bzw. ein analoges Bandenspektrum des Krypton zwischen 1200 und 1300 Å erhalten, die ebenfalls als Lichtquellen für Absorptionsuntersuchungen geeignet sind. Das Lymansche Kontinuum wird erzeugt beim Durchgang einer stark kondensierten Hochspannungsentladung durch eine enge Kapillare. Eine neuere, technisch gut durchentwickelte Anordnung zur Erzeugung des Lymankontinuums zeigt nach G. Collins und W. C. Price (242) die Fig. 18. Das Entladungsgefäß ist so konstruiert, daß die aus

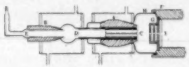


Fig. 18.
(Aus G. Collins and W. C. Price, Rev. Scient. Instr. **5**, 423, 1934.)

Quarz hergestellte Kapillare schnell ausgewechselt werden kann. Die mit Picein eingekitteten Elektroden *A* und *B* sind mit Wasserkühlung versehen. In dem Entladungsrohr *D* befindet sich ein weiteres Zwischenrohr aus Glas, in diesem letzteren dann die Kapillare *C*. Das Zwischenrohr erweist sich als notwendig, da unter der Einwirkung der starken Entladung eine erhebliche Zerstörung der Glasteile des Entladungsrohres statthat. Das Entladungsrohr ist aus widerstandsfähigem Hartglas, die Kapillare selbst ist aus Quarz und hat bei einem Außendurchmesser von 8 mm und einer Innenbohrung von 1 mm eine Länge von etwa 35 mm. Das Spaltsystem *G* dient zur Fernhaltung des bei der Zerstörung der Kapillare unter Einwirkung der Entladung entstehenden Siliziumstaubes von den Teilen des Spektrographen. Das Entladungsrohr wird mittels einer über ein Glühventil auf etwa 15000 Volt aufgeladenen Kondensatorbatterie von 1,5 μF betrieben, die mittels eines mechanischen Hochspannungsschalters zwei- bis dreimal in der Sekunde über das Rohr entladen wird. Es zeigt sich, daß das Rohr am besten arbeitet und eine sehr kräftige Emission des Kontinuums gibt, wenn die Kapillare durch den Betrieb bereits heiß geworden ist. Nach den Erfahrungen der erwähnten Autoren ist nach einer Betriebszeit von ein bis anderthalb Stunden durch die Einwirkung der Entladungen die Bohrung der Kapillare auf etwa das Dreifache aufgeweitet. Die

Intensität des ultravioletten Kontinuums läßt dann so stark nach, daß die Kapillare zweckmäßig ausgewechselt wird. Bereits Lyman (10) hatte festgestellt, daß das in der beschriebenen Weise erzeugte kurzwellige Kontinuum völlig unabhängig ist von der Natur des Füllgases und des Rohrmaterials. Neuere Untersuchungen von Collins und Price (l. c.) sowie von G. Rathenau (104) ergaben, daß eine Vergrößerung der Parallelkapazität die Intensität des emittierten Kontinuums sehr verstärkt, ohne daß die Lebensdauer der Kapillare dadurch beeinträchtigt wird, während Erhöhung der Betriebsspannung bei gleichzeitiger Verkürzung der Lebensdauer des Rohres eine Verschiebung der Grenze des Kontinuums nach kürzeren Wellen bewirkt. Collins und Price erzielten unter den angegebenen Betriebsbedingungen eine kurzwellige Grenze bei 300 Å. Rathenau, der eine Kapillare von 3 mm Bohrung und 8,5 mm Außendurchmesser bei einer Betriebsspannung von 70 kV und einer Parallelkapazität von 0,2 μF benutzte, erreichte eine Grenze von 270 Å. Eine im wesentlichen ähnliche Anordnung zur Erzeugung des Lymankontinuums wurde kürzlich ferner von H. P. Knaus und St. S. Ballard (226) angegeben. Die benutzte Kapillare war aus Glas und hatte bei einer Länge von 30 cm einen Innendurchmesser von 1 mm. Der parallel geschaltete Kondensator hatte eine Kapazität von 2 μF und wurde auf eine Spannung von 20 kV aufgeladen und mittels eines mechanischen Schalters in der üblichen Weise über die Kapillare entladen. Bei den in Rede stehenden Absorptionsuntersuchungen im äußersten Ultraviolett handelt es sich in den meisten Fällen um gasförmige Untersuchungsobjekte. In zahlreichen derartigen Fällen kann man nach dem Vorgang von J. J. Hopfield (87) dann ohne ein besonderes Absorptionsgefäß auskommen, indem man das zu untersuchende Gas direkt in den Spektrographen füllt. Im Falle des beschriebenen Lymankontinuums wird man dann zweckmäßig das Untersuchungsgas gleichzeitig auch als Füllgas des Entladungsrohres benutzen.

4. Photographische Platten für das kurzwellige Ultraviolett.

Wie bereits eingangs erwähnt wurde, sind gewöhnliche Platten wegen der bei etwa 1850 Å einsetzenden starken Absorption der Plattengelatine für das kurzwellige Ultraviolett nicht geeignet. Für die Photographie im Vakuumultraviolett kommen daher nur Spezialplatten in Frage, bei denen die genannte Schwierigkeit durch einen Kunstgriff vermieden ist. Man kann dies auf zweierlei Arten erreichen, einmal, nach dem Vorgang von V. Schumann (243), durch Verwendung von besonders gelatinearmen Platten oder, nach einer erstmalig von V. Henri für das langwellige Ultraviolett angegebenen Methode, dadurch, daß man gewöhnliche Platten mit einer unter der Wirkung der kurzwelligen Strahlung fluoreszierenden Substanz präpariert. Es sind in den letzten Jahren verschiedentlich Versuche unternommen worden, derartige für das Vakuumultraviolett geeignete Sensibilisatoren aufzufinden. Beispielsweise gibt H. Arens (244) über einige in dieser Richtung ausgearbeitete Methoden einen kurzen Überblick. Von demselben Verfasser werden in zwei weiteren Mitteilungen (250) Angaben über die Empfindlichkeit einer von der Firma Agfa entwickelten, mit einer sensibilisierenden Schicht versehenen für das langwellige Schumanngebiet geeigneten Plattensorte gemacht. Danach können die erwähnten Agfa-Ultravioletplatten bis zu Wellenlängen von etwa 1800 Å herab an Stelle von Schumannplatten verwendet werden. Ein anderes, anscheinend sehr brauchbares Verfahren zur Sensibilisierung gewöhnlicher Platten für das langwellige Schumanngebiet wurde vor kurzem von J. Terrien (251) angegeben. Als Sensibilisator dient eine 20 proz. wässerige Lösung von Natriumsalizylat, in der die Platten vor dem Gebrauch kurz gebadet werden. Die kurzwellige Empfindlichkeitsgrenze derartig behandelter Platten soll bei etwa 1600 Å liegen. Bei gleichzeitig hoher mechanischer Festigkeit und Stabilität der lichtempfindlichen Schicht weisen die Platten eine sehr gute Empfindlichkeit in dem Grenzgebiet zwischen Schumannregion und Quarzultraviolett auf und können dort die Empfindlichkeit der Schumannplatten sogar übertreffen. G. R. Harrison und Ph. A. Leighton (245) sowie A. J. Allen und R. Franklin (246) haben neuerdings im Hinblick auf derartige Fragen systematisch die Fluoreszenzausbeute im kurzwelligen Spektralgebiet für eine größere Zahl von organischen Stoffen untersucht. Es konnten dabei einige Stoffe aufgefunden werden, bei denen unter gewissen Vorsichtsmaßregeln die Zahl der ausgelösten Fluoreszenzquanten proportional der Zahl der auftreffenden Quanten ist, es steht jedoch noch aus, wieweit es durch Sensibilisierung gewöhnlicher Platten mit diesen Substanzen eventuell möglich sein wird, zu einer brauchbaren Methode der Intensitätsmessung im Vakuumultraviolett zu gelangen. Die nach dem bereits von Schumann angegebenen Verfahren hergestellten gelatinearmen Schumannplatten sind jedoch sowohl in bezug auf Einfachheit der Handhabung wie auf Empfindlichkeit allen anderen für die Photographie im Vakuumgebiet angegebenen photographischen Platten bisher derart überlegen gewesen, daß der obige kurze

Hinweis auf andere mögliche Verfahren im Rahmen dieser Darstellung genügt. Für die Herstellung der Schumannplatten haben sich nach den langjährigen Erfahrungen, die die Vakuumspektroskopie seit den Arbeiten Schumanns gesammelt hat, die von Schumann selbst (243) seinerzeit angegebenen Herstellungsvorschriften noch immer am besten bewährt. Man benutzt danach eine sehr silberreiche Bromsilberemulsion, die nach gründlichem Auswaschen in sehr viel Wasser aufgelöst und gut filtriert wird, zum Begießen der sorgfältig nivellierten Glasplatten. Nach etwa einer halben Stunde hat sich dann ein ausreichender Bromsilberniederschlag auf den Platten abgesetzt, so daß die überschüssige Emulsion abgegossen werden kann. Die so begossenen Platten werden getrocknet und sind dann bereits fertig zum Gebrauch. Zweckmäßigerweise werden die Platten jedoch nach der Herstellung noch etwa zwei Monate bei normaler Zimmertemperatur aufbewahrt, bevor man sie benutzt. Der bei derartigem Lagern statthabende Reifungsprozeß kann die Empfindlichkeit der Platten bis zu einem Vielfachen der Anfangsempfindlichkeit steigern. Gut aufbewahrte Schumannplatten zeigen eine Haltbarkeit von mehreren Jahren. Die Empfindlichkeit derartig alter Platten nimmt allerdings wieder ab, auch neigen die Platten dann leicht zu Schleierbildung. Bemerkenswert groß ist die Unempfindlichkeit der Schumannplatten gegenüber vielen Chemikalien, wie konzentrierter Schwefelsäure, Salzsäure, rauchender Salpetersäure usw., die weder das latente noch das bereits entwickelte Bild angreifen. Zur Entwicklung der Schumannplatten werden Spezialentwickler benutzt. Von den verschiedenen in der Literatur beschriebenen Lösungen sei der von V. Schumann (l. c.) angegebene Pyrogallus-Sodaentwickler, der sehr geeignet ist, genannt. Man verwendet dabei zum Entwickeln eine Mischung gleicher Teile einer Lösung von 100 g schwefelsaurem kristallisierten Soda, 14 g Pyrogallol und 6 Tropfen Schwefelsäure in 500 ccm Wasser und einer Lösung von 50 g kristallisiertem kohlensauren Natron in ebenfalls 500 ccm Wasser. Das Fixieren der Schumannplatten geschieht zweckmäßig in einem neutralen Fixierbad. Da die Schichten der Schumannplatten mechanisch sehr empfindlich sind, werden die Platten nach der Entwicklung und Trocknung am besten zwischen Glasplatten aufbewahrt. Von J. J. Hopfield und E. T. S. Appleyard (247) ist neuerdings eine Methode zur Herstellung von mechanisch stabileren Schumannplatten angegeben worden. Zu diesem Zweck werden gewöhnliche unbelichtete Bromsilbergelatineplatten bzw. Filme im Fixierbad ausfixiert, 8 bis 10 Stunden gewässert, getrocknet und anschließend nach den Schumannschen Originalvorschriften begossen. Diese Platten weisen bei gleicher photographischer Empfindlichkeit gegenüber den üblichen Schumannplatten eine sehr viel größere mechanische Haltbarkeit auf. H. P. Knaus und R. V. Zumstein (248) haben nach einem ähnlichen Verfahren Schumannplatten hergestellt, bei denen die gelatinearme Schumannschicht auf gewöhnliche unbelichtete Platten aufgegossen wird, so daß auf diese Weise das gesamte Gebiet von der Schumannregion bis in das Sichtbare bei höchster Empfindlichkeit auf derselben Platte aufgenommen werden kann. Es mag schließlich noch ein Verfahren, das erstmalig von F. W. Aston (249) angegeben worden ist, Erwähnung finden, mit dessen Hilfe man auf einfache Weise gewöhnliche photographische Platten durch Herauslösen der Bindegelatine in Schumannplatten umwandeln kann. Die Platten werden zu diesem Zweck in verdünnter Schwefelsäure (Akkumulatorensäure von der Dichte 1,225 mit dem gleichen Volumen Wasser verdünnt) bei Zimmertemperatur etwa 12 Stunden lang gebadet, danach gewässert, getrocknet und wie gewöhnliche Schumannplatten verwendet.

D. Literaturverzeichnis.

1) Th. Lyman, The Spectroscopy of the Extreme Ultra Violet, Longmans, Green and Co., London und New York 1928.
2) H. Sponer, Naturwiss. **14**, 356, 1926.
3) E. C. C. Baly, Spectroscopy, Longmans, Green and Co., London und New York 1927.
4) R. F. Bacher u. S. Goudsmit, Atomic Energy States, McGraw-Hill Book Company, London u. New York 1932.
5) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **23**, 181, 1906.
6) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **43**, 89, 1916.
7) Th. Lyman, Science **45**, 187, 1917.
8) R. A. Millikan, Science **50**, 138, 1919; Astrophys. Journ. **52**, 47, 1920; Proc. Nat. Acad. Science **7**, 289, 1921; R. A. Millikan u. R. A. Sawyer, Phys. Rev. **12**, 168, 1918.
9) R. A. Millikan u. I. S. Bowen, Phys. Rev. **23**, 1, 1924; **24**, 209, 1924; **25**, 590, 1925; **26**, 150, 1925; **27**, 144, 1926; **28**, 923, 1926; Phil. Mag. **48**, 259, 1924; Astrophys. Journ. **53**, 150, 1921.
10) Th. Lyman, Science **76**, 167, 1922; Nature **110**, 278, 1922; Astrophys. Journ. **60**, 1, 1924.
11) G. Hertz, Naturwiss. **13**, 489, 1925.
12) Th. Lyman u. F. A. Saunders, Nature **116**, 358, 1925.
13) J. J. Hopfield u. S. W. Leifson, Phys. Rev. **25**, 716, 1925.
14) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **16**, 391, 1923; **25**, 46, 1924.
15) E. Back u. A. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur, J. Springer, Berlin 1923.
16) W. Heisenberg u. P. Jordan, Zeitschr. f. Phys. **37**, 263, 1926.
17) W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen, J. Springer, Berlin 1928.

18) F. Hund, Linienspektren und periodisches System, J. Springer, Berlin 1927.
19) H. E. White, Introduction to Atomic Spectra, McGraw-Hill Publishing Comp., Ltd., London 1934.
20) B. Edlén, Wellenlängen und Termsysteme zu den Atomspektren der Elemente *Li*, *Be*, *B*, *C*, *N* und *O*, Nova Acta Soc. Scient. Uppsala (IV), Bd. 9, Nr. 6, 1934.
21) K. R. Rao u. J. S. Badami, Proc. Roy. Soc. London (A) **138**, 540, 1932.
22) M. Kulp u. E. H. Binkele, Physik. Zeitschr. **34**, 420, 1933.
23) St. S. Ballard u. H. E. White, Phys. Rev. **43**, 941, 1933.
24) W. Wien, Münch. Ber., S. 89, 1927.
25) W. Wien, Ann. d. Phys. (4) **83**, 1, 1927.
26) M. Y. Sugiura, Journ. de phys. (6) **8**, 113, 1927.
27) R. Frerichs, Ann. d. Phys. (5) **19**, 1, 1934.
28) H. Bomke, Physik. Zeitschr. **36**, 158, 1935.
29) R. Frerichs u. H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 349, 1934.
30) R. Frerichs u. H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 549, 1934.
31) J. Stark, Naturwiss. **17**, 568, 1929; Ann. d. Phys. (5) **4**, 607, 1930.
32) Th. Lyman, Nature **93**, 241, 1924.
33) V. Culanovskij u. M. Mochnatkin, C. R. Leningrad **1**, 472, 1934.
34) P. G. Kruger, Phys. Rev. **36**, 855, 1930.
35) A. Ericson u. B. Edlén, Nature **125**, 233, 1930.
36) A. Ericson u. B. Edlén, Nature **127**, 405, 1931.
37) H. G. Gale u. J. B. Hoag, Phys. Rev. **37**, 1703, 1931.
38) B. Edlén u. A. Ericson, Nature **124**, 688, 1929.
39) B. Edlén u. A. Ericson, Zeitschr. f. Phys. **64**, 64, 1930.
40) I. S. Bowen u. R. A. Millikan, Proc. Nat. Acad. Amer. **10**, 199, 1924.
41) B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **73**, 476, 1931.
42) I. S. Bowen, Phys. Rev. **38**, 128, 1931.
43) F. Paschen u. P. G. Kruger, Ann. d. Phys. (5) **7**, 1, 1930.
44) E. Ekefors, Zeitschr. f. Phys. **63**, 437, 1930.
45) I. S. Bowen, Astrophys. Journ. **67**, 1, 1928.
46) J. J. Hopfield, Phys. Rev. **29**, 923, 1927.
47) R. Frerichs, Phys. Rev. **34**, 1239, 1929.
48) R. Frerichs, Phys. Rev. **36**, 398, 1930.
49) I. S. Bowen, Phys. Rev. **29**, 231, 1927.
50) I. S. Bowen, Proc. Nat. Acad. Scienc. USA. **14**, 30, 1928.
51) H. Nagaoka u. T. Futagami, Proc. Imp. Acad. Tokyo **9**, 146, 1933.
52) J. C. McLennan, J. H. McLeod und W. C. McQuarrie, Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 1, 1927.
53) J. C. McLennan u. H. J. C. Ireton, Proc. Roy. Soc. London (A) **129**, 31, 1930.
54) R. Frerichs u. J. S. Campbell, Phys. Rev. **36**, 1460, 1930.
55) J. Söderqvist, Zeitschr. f. Phys. **79**, 634, 1932.
56) V. v. Keussler, Zeitschr. f. Phys. **85**, 1, 1933.
57) J. Söderqvist, Zeitschr. f. Phys. **76**, 316, 1932.
58) J. Söderqvist, Zeitschr. f. Phys. **76**, 756, 1932.
59) J. J. Hopfield, Nature **112**, 473 u. 790, 1923.
60) J. J. Hopfield, Phys. Rev. **22**, 523, 1923.
61) R. Frerichs, Zeitschr. f. Phys. **80**, 150, 1933.
62) J. E. Ruedy, Phys. Rev. **43**, 1045, 1933.
63) V. v. Keussler, Zeitschr. f. Phys. **84**, 42, 1933.
64) E. Ekefors, Zeitschr. f. Phys. **71**, 53, 1931.
65) M. W. Frawick, Phys. Rev. **43**, 1047, 1933.
66) W. M. Cady, Phys. Rev. **43**, 214, 1933.
67) W. M. Cady, Phys. Rev. **43**, 322, 1933.
68) K. G. Schoepfle, Phys. Rev. **43**, 742, 1933.
69) I. S. Bowen, Phys. Rev. **39**, 8, 1932.
70) H. T. Gilroy, Phys. Rev. **38**, 2217, 1931.
71) P. Lacroute, Ann. de phys. (11) **3**, 5, 1935.
72) G. Arvidsson, Nature **126**, 565, 1930.
73) K. Wien, Ann. d. Phys. (5) **5**, 553, 1930.
74) R. Frerichs, Die Physik, Bd. 3, S. 1, 1935.
75) H. Landolt u. R. Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen, 5. Auflage, 3. Ergänzungsband, herausgegeben von W. A. Roth und K. Scheel, 2. Teil, Berlin 1935.
76) H. Sponer, Molekülspektren und ihre Anwendung auf chemische Probleme, J. Springer, Berlin 1935.
77) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **33**, 105, 1911.
78) E. E. Witmer, Phys. Rev. **28**, 1223, 1926.
79) H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **50**, 581, 1928.
80) C. R. Jeppesen, Phys. Rev. **43**, 214, 1933; **44**, 165, 1933.
81) K. Mie u. H. Beutler, Naturwiss. **22**, 419, 1934.
82) K. Mie u. H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **91**, 475, 1934.
83) G. H. Dieke u. J. J. Hopfield, Zeitschr. f. Phys. **40**, 299, 1926.
84) G. H. Dieke u. J. J. Hopfield, Phys. Rev. **30**, 400, 1927.
85) O. W. Richardson, Molecular Hydrogen and its Spectrum, New Haven, Yale Univers. Press, 1934.
86) H. Beutler, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **27**, 287, 1934.
87) J. J. Hopfield, Phys. Rev. **35**, 1133, 1930.
88) H. Beutler, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **29**, 315, 1935.
89) H. Beutler, A. Deubner u. O. H. Jünger, Zeitschr. f. Phys. **98**, 181, 1935.
90) J. J. Hopfield, Astrophys. Journ. **72**, 139, 1930.
91) J. L. Nickerson, Phys. Rev. **38**, 1907, 1931.
92) J. L. Nickerson, Phys. Rev. **47**, 707, 1935.
93) W. Weizel, Zeitschr. f. Phys. **59**, 320, 1930.
94) J. J. Hopfield, Phys. Rev. **36**, 789, 1930.
95) W. W. Watson u. Ph. G. Koontz, Phys. Rev. **45**, 561, 1934.
96) W. W. Watson u. Ph. G. Koontz, Phys. Rev. **46**, 32, 1934.
97) R. T. Birge u. J. J. Hopfield, Nature **116**, 15, 1925; Phys. Rev. **26**, 283, 1925.
98) J. Kaplan u. L. D. Levanas, Phys. Rev. **46**, 331, 1934.
99) R. Ladenburg u. G. Wolfsohn, Zeitschr. f. Phys. **79**, 42, 1932.
100) R. Ladenburg u. C. V. van Voorhis, Phys. Rev. **40**, 1018, 1932.
101) R. Ladenburg u. C. V. van Voorhis, Phys. Rev. **43**, 315, 1933.
102) H. J. Henning, Ann. d. Phys. (5) **13**, 599, 1932.
103) H. J. Henning, Ann. d. Phys. (5) **14**, 856, 1932.
104) G. Rathenau, Zeitschr. f. Phys. **87**, 32, 1933.
105) J. Franck u. R. W. Wood, Phys. Rev. **45**, 667, 1934.
106) G. Herzberg, Trans. Faraday Soc. **27**, 359, 1931.
107) W. C. Price, Phys. Rev. **46**, 529, 1934.

108) S. C. Woo u. R. M. Badger, Phys. Rev. **39**, 932, 1932.
109) W. C. Price, Phys. Rev. **47**, 419, 1935.
110) R. S. Mulliken, Phys. Rev. **47**, 413, 1935.
111) W. C. Price, Phys. Rev. **47**, 444, 1935.
112) I. S. Bowen u. S. B. Ingram, Phys. Rev. **28**, 444, 1926.
113) C. V. Jackson, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 395, 1931.
114) F. Paschen, Berl. Ber., S. 662, 1929.
115) J. M. McImes u. J. C. Boyce, Nature **126**, 97, 1930.
116) J. Söderqvist u. B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **69**, 356, 1931.
117) R. V. Zumstein, Phys. Rev. **38**, 22, 1931.
118) L. et E. Bloch, C. R. **197**, 132, 1933.
119) L. et E. Bloch, C. R. **197**, 679, 1933.
120) B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **85**, 85, 1933.
121) P. G. Kruger u. F. S. Cooper, Phys. Rev. **44**, 324, 1933.
122) P. G. Kruger u. F. S. Cooper, Phys. Rev. **44**, 826, 1933.
123) P. G. Kruger u. W. E. Shoupp, Phys. Rev. **44**, 105, 1933.
124) J. Söderqvist, Nova Acta Soc. Scient. Upp-sala (IV) **9**, Nr. 7, 1934.
125) J. C. Boyce u. C. A. Rieke, Phys. Rev. **47**, sala (IV) **9**, Nr. 7, 1934.
125) J. C. Boyce u. C. A. Rieke, Phys. Rev. **47**, 653, 1935.
126) A. Smakula, Zeitschr. f. Phys. **86**, 185, 1933.
127) H. Frölich, Zeitschr. f. Phys. **81**, 297, 1933.
128) R. W. Wood, Phys. Rev. **43**, 779, 1933.
129) E. G. Schneider, Phys. Rev. **47**, 789, 1935.
130) H. M. O'Bryan, Phys. Rev. **38**, 32, 1931.
131) H. M. O'Bryan, Journ. Opt. Soc. Amer. **22**, 739, 1932.
132) H. M. O'Bryan, Phys. Rev. **40**, 123, 1932.
133) H. M. O'Bryan, Phys. Rev. **44**, 952, 1933.
134) A. Smith, Phys. Rev. **44**, 520, 1933.
135) Th. Lyman, Phys. Rev. **40**, 578, 1932.
136) W. Kudrjawzewa, Zeitschr. f. Phys. **90**, 489, 1934.
137) O. Glasser u. J. E. Beasley, Phys. Rev. **47**, 570, 1935.
138) Ig. Tamm u. S. Schubin, Zeitschr. f. Phys. **68**, 97, 1931.
139) C. Kenty, Phys. Rev. **43**, 776, 1933.
140) C. Kenty, Phys. Rev. **44**, 891, 1933.
141) W. M. Powell jr., Phys. Rev. **45**, 154, 1934.
142) W. M. Powell jr., Phys. Rev. **43**, 779, 1933.
143) K. H. Kreuchen, Zeitschr. f. Phys. **94**, 549, 1935.
144) G. L. Locher, Phys. Rev. **42**, 525, 1932.
145) F. Paschen, Ann. d. Phys. (5) **12**, 509, 1932.
146) B. Edlén, Zeitschr. f. Phys. **84**, 746, 1933.
147) H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **86**, 495, 1933.
148) D. Coster u. J. H. van der Tuuk, Zeitschr. f. Phys. **37**, 367, 1926.
149) A. G. Shenstone, Phys. Rev. **38**, 873, 1931.
150) H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **86**, 710, 1933.
151) H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **87**, 19, 1933.
152) H. Beutler u. K. Guggenheimer, Zeitschr. f. Phys. **87**, 176, 1933.
153) H. Beutler u. K. Guggenheimer, Zeitschr. f. Phys. **87**, 188, 1933.
154) H. Beutler u. K. Guggenheimer, Zeitschr. f. Phys. **88**, 25, 1934.
155) H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **91**, 131, 1934.
156) H. Beutler u. W. Demeter, Zeitschr. f. Phys. **91**, 202, 1934.
157) H. Beutler u. W. Demeter, Zeitschr. f. Phys. **91**, 218, 1934.
158) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgen-strahlen, J. Springer, Berlin 1931.
159) A. Karlsson, Ark. f. Mat., Astr. och Fys. (A) **22**, Nr. 9, 1930.
160) J. Thibaud, Journ. de phys. et le Rad. (7) **1**, 37, 1930.
161) M. de Broglie, C. R. **190**, 93, 1930.
162) M. Siegbahn u. T. Magnusson, Zeitschr. f. Phys. **95**, 113, 1935.
163) E. Ekefors, Physik. Zeitschr. **31**, 737, 1930.
164) H. W. B. Skinner u. H. M. O'Bryan, Phys. Rev. **45**, 293, 1934.
165) H. W. B. Skinner u. H. M. O'Bryan, Phys. Rev. **45**, 370, 1934.
166) M. Söderman, Zeitschr. f. Phys. **65**, 656, 1930.
167) W. V. Houston, Phys. Rev. **38**, 1797, 1931.
168) M. Söderman, Phil. Mag. (7) **10**, 600, 1930.
169) F. C. und N. P. Chalklin, Phil. Mag. (7) **16**, 363, 1933.
170) J. D. Hanawelt, Phys. Rev. **37**, 715, 1931.
171) R. de L. Kronig, Zeitschr. f. Phys. **70**, 317, 1931.
172) E. Dershem u. M. Schein, Zeitschr. f. Phys. **75**, 395, 1932.
173) M. Siegbahn, Proc. Phys. Soc. **45**, 689, 1933.
174) J. A. Prins u. A. J. Takens, Zeitschr. f. Phys. **77**, 795, 1932.
175) S. Idei, Nature **123**, 643, 1929.
176) J. A. Prins u. A. J. Takens, Zeitschr. f. Phys. **75**, 741, 1932.
177) A. H. Compton u. R. L. Doan, Proc. Nat. Acad. Scienc. USA. **11**, 598, 1925.
178) S. Fagerberg, Zeitschr. f. Phys. **62**, 457, 1930.
179) S. Fagerberg, Nature **190**, 93, 1930.
180) R. B. Witmer u. J. M. Cork, Phys. Rev. **42**, 743, 1932.
181) A. E. Ruark, Phys. Rev. **45**, 827, 1934.
182) E. Bäcklin, Zeitschr. f. Phys. **93**, 450, 1935.
183) M. Söderman, Nova Acta Soc. Scient. Upp-sala (IV) **9**, 1935.
184) E. Abbe, Ges. Abhandl. **1**, 482, 1904.
185) V. Schumann, Wiener Ber. **90** II, 625, 1893.
186) Wien-Harms, Handb. exper. Phys., Bd. XXI, S. 250ff., 1927: E. v. Angerer, Apparate und Methoden der Spektroskopie.
187) C. Leiss, Zeitschr. f. Instr.kde **17**, 321, 1897.
188) F. Handke, Dissertation Berlin 1909.
189) K. Wolff, Ann. d. Phys. **42**, 825, 1913.
190) H. Landolt-R. Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen, Bd. II, S. 911ff.
191) J. C. McLennan, D. S. Ainslie u. D. S. Fuller, Proc. Roy. Soc. London (B) **95**, 316, 1919.
192) J. C. McLennan u. A. C. Lewis, Proc. Roy. Soc. London (B) **98**, 109, 1920.
193) G. Cario u. H. D. Schmidt-Ott, Zeitschr. f. Phys. **69**, 719, 1931.
194) A. Rose, Zeitschr. f. Phys. **81**, 751, 1933.
195) H. Hese, Zeitschr. f. Phys. **81**, 754, 1933.
196) H. Ley u. B. Arends, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **17**, 177, 1932.
197) H. Cordes u. H. Sponer, Zeitschr. f. Phys. **63**, 334, 1930.
198) H. Sponer u. W. W. Watson, Zeitschr. f. Phys. **56**, 184, 1929.
199) H. Cordes u. H. Sponer, Zeitschr. f. Phys. **79**, 170, 1932.
200) H. Cordes, Zeitschr. f. Phys. **97**, 603, 1935.
201) R. Hilsch u. R. W. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **59**, 812, 1930.
202) A. N. Filippov, Verh. opt. Inst. Leningrad, Bd. 8, Nr. 77, 1932.

203) J. C. McLennan u. F. M. Quinlam, Phil. Mag. (7) **14**, 823, 1932.
204) A. Eagle, Astrophys. Journ. **31**, 120, 1910.
205) J. C. McLennan und Mitarbeiter, Transact. Roy. Soc. Canada, 1920–25.
206) R. A. Sawyer, Journ. Opt. Soc. Amer. **15**, 305, 1927.
207) F. Simeon u. C. F. Smith, Rev. Scient. Instr. (N. S.) **1**, 512, 1930.
208) E. Bloch, Journ. de phys. et le Rad. (7) **5**, Nr. 6, 1934.
209) W. Tschulanowsky, Zeitschr. f. Phys. **82**, 134, 1933.
210) J. J. Hopfield, Phys. Rev. **20**, 573, 1922.
211) K. T. Compton u. J. C. Boyce, Phys. Rev. **40**, 1038, 1932.
212) K. T. Compton u. J. C. Boyce, Rev. Scient. Instr. (N. S.) **5**, 218, 1934.
213) G. R. Harrison, Rev. Scient. Instr. (N. S.) **4**, 651, 1933.
214) F. Simeon, Proc. Roy. Soc. **104**, 368, 1923.
215) E. Ekefors, Zeitschr. f. Phys. **51**, 471, 1928.
216) R. W. Wood u. Th. Lyman, Phil. Mag. (7) **2**, 310, 1926.
217) J. E. Rosenthal, Journ. Opt. Soc. Amer. **20**, 87, 1930.
218) D. T. Wilbor u. C. W. Gartlein, Journ. Opt. Soc. Amer. **23**, 193, 1933.
219) T. H. Osgood, Phys. Rev. **30**, 567, 1927.
220) J. B. Hoag, Astrophys. Journ. **66**, 225, 1927.
221) K. T. Compton u. J. C. Boyce, Journ. Franklin Inst. **205**, 497, 1928.
222) B. Edlén u. A. Ericson, Zeitschr. f. Phys. **59**, 656, 1930.
223) E. Mack, J. R. Stehn u. B. Edlén, Journ. Opt. Soc. Amer. **22**, 245, 1932.
224) I. S. Bowen, Journ. Opt. Soc. Amer. **23**, 313, 1933.
225) G. Rathenau u. P. E. Perlkamp, Physica **2**, 125, 1935.
226) H. P. Knaus u. St. S. Ballard, Phys. Rev. **48**, 798, 1935.
227) P. G. Kruger, Rev. Scient. Instr. **4**, 128, 1933.
228) R. C. Gibbs, A. M. Vieweg u. C. W. Gartlein, Phys. Rev. **34**, 406, 1929.
229) R. Lang u. R. A. Sawyer, Zeitschr. f. Phys. **71**, 453, 1931.
230) F. Paschen u. P. G. Kruger, Ann. d. Phys. **8**, 1005, 1931.
231) G. R. Miller, O. Laporte u. R. A. Sawyer, Phys. Rev. **37**, 219, 1931.
232) W. P. Gilbert, Phys. Rev. **47**, 803, 1935.
233) L. et E. Bloch, Journ. de phys. **4**, 333, 1926.
234) G. Mierdel, Physik. Zeitschr. **25**, 240, 1924.
235) G. Herzberg, Ann. d. Phys. **84**, 553, 1927.
236) J. C. Boyce, Phys. Rev. **45**, 759, 1934.
237) W. M. Cady, Phys. Rev. **44**, 821, 1933.
238) P. Quency, Journ. de phys. et le Rad. (6) **10**, 448, 1929.
239) W. Steiner u. Z. Bay, Zeitschr. f. Phys. **45**, 337, 1927; **59**, 48, 1929.
240) H. C. Urey, G. M. Murphy u. J. A. Duncan, Rev. Scient. Instr. **3**, 497, 1932.
241) P. Harteck u. F. Oppenheimer, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **16**, 77, 1932.
242) G. Collins u. W. C. Price, Rev. Scient. Instr. **5**, 423, 1934.
243) V. Schumann, Ann. d. Phys. (4) **5**, 349, 1901.
244) H. Arens, Zeitschr. f. Phys. **80**, 629, 1933.
245) G. R. Harrison u. Ph. A. Leighton, Phys. Rev. **37**, 470, 1931.
246) A. J. Allen u. R. Franklin, Phys. Rev. **40**, 1038, 1932.
247) J. J. Hopfield u. E. T. S. Appleyard, Journ. Opt. Soc. Amer. **22**, 488, 1932.
248) H. P. Knaus u. R. V. Zumstein, Phys. Rev. **45**, 124, 1934.
249) F. W. Aston, Proc. Cambridge Phil. Soc. **22**, 548, 1923–25.
250) H. Arens, Veröff. wiss. Zentral-Labor. Agfa. Bd. III, S. 19 (1933) u. Bd. IV, S. 98 (1934).
251) I. Terrien, C. R. 202, 211 (1936).

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 25. Februar 1936.)

BESPRECHUNGEN.

H. J. von Braunmühl und W. Weber, Einführung in die angewandte Akustik, insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung und Schallaufzeichnung. 8°. 216 S. Mit 154 Abb. Leipzig 1936. S. Hirzel. Geh. RM 9.20, geb. RM. 10.70.

Das Buch behandelt im wesentlichen die für die Klangkonservierung und hochwertige Klangübertragung wichtigen Fragen. So werden z. B. die Telephone, die heute fast ganz auf das Gebiet der Fernsprechtechnik zurückgedrängt sind, nicht behandelt, ebenso werden die Fernsprechmikrophone nur kurz gestreift. Im übrigen geht das Werk teilweise, vor allem in den Abschnitten über Schallaufzeichnungsverfahren, über den Rahmen einer Einführung etwas hinaus. Nach einer Erläuterung der physikalischen und physiologischen Grundbegriffe folgen zwei Abschnitte über Mikrophone und Lautsprecher. Es wird gezeigt, durch welche Mittel man Frequenzgang, Nichtlinearität und Richtwirkung verbessern kann. In dem darauf folgenden Abschnitt über Schallmeßverfahren ist die Beschreibung der heute immer mehr in den Vordergrund tretenden Meßgeräte mit automatischen Regeleinrichtungen zu nennen. Das Kapitel über Schallaufzeichnungsverfahren nimmt, wie gesagt, einen besonders breiten Raum ein. Von den heute gleich wichtigen Verfahren, dem Schallplattenverfahren, lichtelektrischen Verfahren und Stahltonverfahren, werden vor allem die ersten beiden ausführlich behandelt. Die letzten Kapitel zeigen die Probleme der Raum- und Bauakustik, dabei wird besonders auf die Maßnahmen hingewiesen, die nötig sind, um das übertragene Klangbild dem Originalklangbild weitgehend ähnlich zu machen. Die rechnerische Erfassung der behandelten Fragen wird stets angegeben. Das Buch der bekannten Fachmänner ist eine wertvolle Bereicherung der an zusammenhängenden Darstellungen noch nicht sehr reichen modernen Akustikliteratur. H. Ramm.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 14. Herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften". 273 S. Mit 125 Abb. Berlin 1935. J. Springer. Geh. RM 22.—, geb. RM 23.40.

Der vorliegende neue Band der Ergebnisse enthält fünf Berichte aus den verschiedensten Gebieten der Physik. Im ersten (41 Seiten) behandeln R. Fleischmann und W. Bothe die neuen Ergebnisse auf dem Gebiet der Kernumwandlung unter dem Titel „Künstliche Kernumwandlung". Anschließend an zwei vorjährige Berichte wird die Literatur von 1934 und zum Teil von 1935 — sie umfaßt immerhin fast 300 Arbeiten — besprochen, allerdings so knapp und zum Teil nicht wesentlich hinausgehend über die etwa in den Physikalischen Berichten übliche Darstellungsweise, daß der Fernerstehende damit nicht sehr viel anzufangen wissen wird. Es handelt sich also nicht um eine zu einer orientierenden Übersicht geeignete zusammenfassende Darstellung, sondern um eine geordnete, vollständige und kritische — dafür bürgen die Namen der Verfasser — Sammlung einer fast erdrückenden Menge von Einzelheiten. Im zweiten Bericht über „Die Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung" (36 Seiten) beschäftigt sich H. Geiger mit dem durch den Titel gekennzeichneten und abgegrenzten Thema. Die übersichtliche Disposition und vor allem die anschaulichen, schematischen Figuren werden es auch dem Nichtspezialisten ermöglichen, den Ausführungen des Verfassers mit Nutzen zu folgen. A. von Hippel gibt anschließend eine Darstellung der Vorstellungen über den elektrischen Durchschlag in Gasen und festen Isolatoren (50 Seiten). Er betont zwar in der Einleitung, daß er vornehmlich seine eigenen Anschauungen und Arbeiten behandeln wolle, um „durch eine einheitliche Darstellung zu klären, für welche Gesichtspunkte er sich verantwortlich fühlt". Abgesehen davon aber, daß sich fast alles Wesentliche nicht weniger gut dargestellt schon in den Originalarbeiten des Verfassers findet, daß niemand die Verdienste von von Hippel um die Klärung der hier zur Diskussion stehenden Fragen leugnen wird und daß eine gerechte Beurteilung der Leistungen anderer hier doch allzu sehr zu vermissen ist, werden mancherlei Schwierigkeiten so glatt und elegant beiseite geschoben, daß für den Fernerstehenden oft ein zu rosig gefärbtes Bild entsteht. Die Schwierigkeiten, um deren Lösung sich viele sehr ernstlich bemüht haben und noch bemühen, kommen zum großen Teil erst zum Vorschein, wenn man von scheinbar überzeugenden qualitativen Betrachtungen zu quantitativen Ansätzen überzugehen versucht, wofür sich viele Beispiele geben ließen. Erinnert sei hier nur bezüglich des Gasdurchschlags an die Untersuchungen von Rogowski, Schumann und Mitarbeiter und an die neuerdings von Flegler und Raether im homogenen Feld erhaltenen Ergebnisse. Im nächsten Bericht „Struktur elektrolytischer Lösungen" (69 Seiten) gibt H. Falkenhagen eine vorzügliche Übersicht über den derzeitigen Stand der Elektrolytforschung. In den Ergebnissen sind bereits vier Berichte über die Theorie der starken Elektrolyte erschienen und der Verfasser hat in seiner Monographie die Sachlage schon in aller Ausführlichkeit geschildert. Der vorliegende Bericht bringt nun neben einer ergänzenden Sammlung der neuesten Fortschritte eine Herausarbeitung der prinzipiell wichtigen physikalischen Gedankengänge, wobei von den mathematischen Ableitungen im einzelnen abgesehen wird und vor allem auch Wert gelegt wird auf eine theoretisch unterbaute Diskussion der gesicherten experimentellen Ergebnisse. Er vermittelt dem Leser also gerade alles das, was dieser — auf irgendeinem anderen Spezialgebiet tätig — in einem zusammenfassenden Bericht zu finden wünscht und hofft. In ähnlicher Richtung bewegen sich die Ausführungen von E. Hiedemann in dem letzten Bericht „Ultraschall" (62 Seiten) des Bandes. Auch hier ist Wert gelegt auf „Allgemeinverständlichkeit" für alle Physiker; Theorie und Experiment werden in gleicher Weise berücksichtigt, und so kommt eine sehr brauchbare und mit Vergnügen zu lesende Übersicht zustande. Es sind fast 400 Arbeiten im Literaturverzeichnis angeführt, so daß es jedem Leser möglich sein wird, sich beliebig über alle weiteren Einzelheiten zu unterrichten.

Druck und Ausstattung entsprechen allen Erwartungen und reihen diesen Band der Ergebnisse seinen dreizehn Vorgängern würdig an.

R. Seeliger.

W. Kinttof, Schulversuche zur Chemie der Kampfstoffe. 40 Abbildungen und 5 Tafeln im Text. Berlin 1935. Carl Heymanns Verlag. Geb. RM 3.80.

Das vorliegende Buch bringt eine sehr gute Zusammenstellung von physikalischen und chemischen Versuchen zum Luftschutz, welche im Rahmen des Schulunterrichts durchgeführt werden können. Aus Art und Weise der Darstellung ist zu schließen, daß der Verfasser des Buches über sehr gute Sachkenntnis auf diesem Gebiete verfügt. Es handelt sich um ein Werk von hohem wissenschaftlichem Wert, welches auch für Studierende geeignet ist, und ebenso wie das fast um die gleiche Zeit erschienene Buch: Meyer, „Die Grundlagen des Luftschutzes" (S. Hirzel, Leipzig 1935) zu dem unbedingt notwendigen Rüstzeug desjenigen gehören muß, der seine Kenntnisse auf dem wichtigen Gebiete des Luftschutzes vertiefen will.

Carlsohn.

H. Lorenz, Ballistik. Die mechanischen und thermischen Grundlagen der Lehre vom Schuß. 3. Aufl. 8°. 138 S. Mit 62 Abb. München 1935. R. Oldenbourg. Brosch. RM 4.—.

Das Büchlein ist nach Mitteilung des Verlags „die kürzeste wissenschaftliche Darstellung des Gesamtgebietes der Ballistik". Es wendet sich besonders an „die Kreise der Offiziere und Ingenieure", wird aber auch dem wehrsportlich eingestellten Physiker viel Freude machen. Man kann sich daraus über alle vorkommenden Fragen, die beim Militär- oder Wehrsportdienst nur angeschnitten werden, rasch und sachgemäß unterrichten, ohne etwa zum Verständnis des Folgenden jede Formel bis zu Ende durchrechnen zu müssen. Die einschlägigen physikalischen Grundlagen sowie die Anfangsgründe der Differential- und Integralrechnung werden selbstverständlich vorausgesetzt. Die dritte Auflage ist gegenüber der zweiten um eine kurze Darlegung des Schallmeßverfahrens und die graphische Näherungskonstruktion der Flugbahn nach Brauer vermehrt.

W. Möbius.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommerhalbjahr 1936.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Praktikum für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Seitz), nach Vereinbarung. — **Seitz:** Theoretische Optik, 2, Übungen, 1; Theorie der Wechselströme, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Fucks), 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitungen zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Einführung in die Lehre der Röntgenstrahlen, 1. — **Fucks:** Ausgewählte Kapitel der modernen theoretischen Physik, 2. — **Hoelper:** Flugmeteorologie, 2. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Thermodynamik, 4; Relativitätstheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung. — **Koestler:** Mathematische Auswertung von Kollektivaufnahmen in der Naturwissenschaft: Kollektivmaßlehre, 1–2; Einführung in die theoretische Mechanik, 1; Berechnung elektrischer Schwingungskreise, 1–2. — **König:** Systematisches Entwerfen von elektrischen Schaltungen, 1–2; Metallkunde: Physikalische Eigenschaften der Metalle und Legierungen, 1. —

Universität Bonn. **Füchtbauer:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Vorgeschrittene, tägl.; Leitung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Theorie der Wärme, nach Vereinbarung. — **Grebe:** Experimentalphysik für Mediziner II, 3; Physik der Röntgenstrahlen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Technische Mechanik, 4. — **Wever:** Physikalisch-technische Ausflüge, nach Vereinbarung *g*. — **Schmitz:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. — **Dreisch:** Flugtechnik II: Segelflug, Vogelflug usw., 1; Meteorologie, 1. — **Schmidt-Görg:** Probleme und Methoden der Klanganalyse, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentelle Atomphysik, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Fues, Steubing, Waetzmann), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Bergmann und Matossi), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Bergmann und Matossi), tägl. — **Steubing:** Photographie für Fortgeschrittene, 1; Photographische Übungen für Fortgeschrittene, 3; Seminaristisch-didaktische Übungen für Lehramtskandidaten (mit Groß), 2; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Groß), 2. — **Bergmann:** Maß und Messen in der Physik, 2; Bildübertragung und Fernsehen, mit Versuchen, 1. — **Matossi:** Elektro- und Magnetooptik, 2; Seminar über experimentelle Grundlagen der Wellenmechanik, 2. — **Groß:** Schulphysik I: Ausgewählte Kapitel aus Mechanik, Akustik, Wärme, 1; Großtaten deutscher Technik, mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Fues:** Theoretische Physik II: Mechanik der flüssigen und elastischen Körper, 4; Übungen zur Hydro- und Elastomechanik, 3. — **Ludloff:** Thermodynamik, mit Übungen, 4. — **Jüttner:** Vektor- und Tensorrechnung und ihre Anwendung in der theoretischen Physik, 2. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann:** Experimentalphysik II, 4, Besprechung 1, *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2 und 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, 2. — **Fues:** Theoretische Physik II: Mechanik der Kontinua, 4, Übungen, 3. — **Groß:** Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente für Schulunterricht, 2; Schulphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 1; Methodik des Physikunterrichts, 1; Großtaten deutscher Technik, mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Feyer:** Perspektive, 2, Übungen, 2; Aerophotogrammetrisches Praktikum, 3. — **Ebert:** Einführung in die Röntgenographie I: Spektroskopischer Teil, 3, Röntgenographische Praktika, für Anfänger I: Spektroskopischer Teil, 3, Diaskopischer Teil: Grobstruktur, nach Vereinbarung, für Fortgeschrittene, halb- und ganztägig; Röntgenographische Forschungsarbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Physikalisches Praktikum, 3; Geometrische Optik, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik II: Optik und Wärme, 4; Ausgewählte Kapitel der Metallphysik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisch-mathematisches Kolloquium (mit König), 2, *g*. — **Rössiger:** Meßmethoden der angewandten Geophysik, 1; Geophysikalische Geländeübungen, 3. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen; Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 2 Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Vieweg), 1 *g*. — **Vieweg:** Technische Physik einschließlich physikalische Meßstunde: Ausgewählte Kapitel aus Mechanik und Elektrizitätslehre, 3; Physikalisch-Technisches Prüfwesen, 1; Übungen in technischer Physik, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, tägl.; Seminar über Fragen der technischen Physik, 1. — **Scherzer:** Wellenoptik, 3, Übungen, 2; Mathematische Probleme technischer Elektronenröhren: Verstärker, Stromrichter, Entladungsstrecken, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten. — **N. N.:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar, 1, *g*; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3–4, für Fortgeschrittene, 6–8; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. —

Reutlinger: Geophysik II: Luftelektrizität, Erdmagnetismus, Polarlicht, 1, Übungen, 1; Übungen in mechanischer Schwingungsmeßtechnik, 3; Selbständige Arbeiten in Schwingungsmeßtechnik, nach Vereinbarung; Apparatebau, 1, Übungen, 1; Kolloquium in mechanischer Schwingungsmeßtechnik, 1 g. — **Georgii:** Spezielle Flugmeteorologie, 2; Wetter und Wettervorhersage: Flugwetterkunde, 2; Ausgewählte Kapitel der Physik der freien Atmosphäre, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, wetterkundliche Übungen, 2. —

Universität Frankfurt a. M. **Meißner:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4, Übungen, 1; Schwingungen und Wellen, 1; Höhere Experimentalphysik: Atomphysik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 4, für Pharmazeuten, 2, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Madelung:** Optik und Akustik, 4; Statistische Theorie der Physik, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel II, 2; Praktikum der angewandten Physik, 3; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 5 halbe Tage; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 4 und 8. — **Rajewsky:** Elektrizität in der Medizin und Biologie, 2; Kolloquium über medizinische Physik und Biophysik (mit Wilhelmy), 2; Röntgenologisches Praktikum (mit Wilhelmy), 3; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganz- und halbtägig; Biophysikalisches Seminar, 14tägig, 2. — **Wilhelmy:** Physik der elektrischen Gasentladungen, 1; Mathematisches Rüstzeug für biologische Probleme, 2. — **Linke:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 3; Klima der Tropenzone, 1; Meteorologische Übungen für Anfänger, 2; Leitung selbständiger Arbeiten, halbtägig. — **Mügge:** Synoptische Meteorologie: Wetterkunde, 2; Aufbau der Erde, 1; Wetterbesprechungen (Übungen zur synoptischen Meteorologie), 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, halbtägig. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4, Ergänzung, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Lorenser:** Angewandte Geophysik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Praktikum, 2; Physikalische Übungen, 6; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Klumb:** Experimentalphysik III b: Atomphysik, 3; Atomkerne und Kernumwandlung, 1; Physikalisches Proseminar: Kernphysik, 1. — **Kast:** Technische Physik II: Mechanik und Wärme, 3; Praktikum für Fortgeschrittene, 6; Handfertigkeitsübungen, 4. — **Hammer:** Elektrizität in Gasen, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Schmid:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 1, Repetitorium, 1; Geometrische Optik, 2; Physikalisches Praktikum, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Huber:** Mathematische Physik: Theorie der Wärme, 4. — **Brasey:** Theoretische Einführung in das physikalische Praktikum, 3. —

Universität Graz. **Benndorf:** Experimentalphysik, Wärmestrahlung, 3; Physikalisches Seminar: Lösung physikalischer Aufgaben, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 4, II (mit Székely), 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Rumpf und Székely), 2. — **Rumpf:** Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Radioaktivität, 5, Mathematische Ergänzungen, 1. — **Rosenberg:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Székely:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. — **Wegener:** Einführung in die Geophysik, 5. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Physik I, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 6, für Mediziner, Landwirte und Pharmazeuten, 2; Physikalisches Proseminar, 2, g; Physikalisches Kolloquium, 2, g; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl. — **Smekal:** Mechanik, 4; Farbenlehre, 1, g; Seminar für theoretische Physik, 2, g; Anleitung zu selbständigen theoretischen oder experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Physik der Klänge, 1; Atomspektren, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Demonstrationsübungen, 1. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik II: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller und Meyer), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Harteck), 2. — **Lenz:** Mechanik I, mit Übungen, 4; Quantenstatistik, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2. — **Goos:** Physikalisches Messen mit Versuchen, 1. — **Knauer:** Photographie mit praktischen Übungen, 3; Physikalisches Proseminar (mit Meyer und Jensen), 2. — **Meyer:** Strahlen aller Wellenlängen, 1. — **Jensen:** Probleme der atmosphärischen Polarisationsforschung, 1. — **Tams:** Schwerkraft und Isostasie, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Möller:** Elektrotechnik mit Versuchen, 2, Übungen, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 8; Flugtechnisches Praktikum: Versuche am Windkanal und Strömungskanal, 4; Physikalisch-technisches Praktikum, 8; Technisch-physikalisches Kolloquium (mit Hagen), 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener (mit Hagen), tägl.; Feldnachrichtengeräte, mit Versuchen, 1 g. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Raethjen, König, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, $1^1/_2$. — **Raethjen:** Hydromechanik der Atmosphäre, 2, Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Praktikum, 3; Besprechung meteorologischer Arbeiten, 2; Meteorologische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Allgemeine Klimatologie, 1. — **König:** Synoptische Meteorologie, 2. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **Heß:** Wärmelehre, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener,

10. — **March:** Quantentheorie, 5; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Meßtechnik, mit Übungen, 2, g. — **Tagger:** Praktikum für Vorgeschrittene, 2. — **Steinmaurer:** Einführung in die Elektrotechnik, 2. — **Wagner:** Ozeangeographie, 2; Sonnenstrahlung und meteorologische Optik, 2; Erdmagnetismus, 1; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Ekhart), 10. — **Ekhart:** Geophysikalische Meßtechnik II, 1. —

Universität Kiel. **Rausch v. Traubenberg:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld und Martienssen), $1^1/_2$, g. — **Unsöld:** Einführung in die theoretische Physik: Vektoranalysis, mit Übungen, 3; Physikalisches Seminar, 1, g; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung g; Strahlungstheoretische und quantentheoretische Grundlagen der Astrophysik, 3. — **Martienssen:** Mechanische und elektrische Schwingungen, 2. — **Schmidt:** Übungen im Schulexperimentieren, 1. — **Pfleiderer:** Angewandte Meteorologie (mit Büttner), 1. — **Baumann:** Praktische Physik der Atmosphäre II: Ausgewählte Kapitel unter besonderer Berücksichtigung der Aerologie, 2. —

Universität Königsberg. **N. N.:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus (z. Z. mit Steinke und Stuart), 4; Anleitung zum selbständigen Arbeiten für Fortgeschrittene (mit Steinke), tägl. g, Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2, g; Physikalisches Kolloquium (mit Gans, Kretschmann, Steinke, Stuart), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker (mit Gans), 6 oder 3. — **Steinke:** Experimentalphysik II: Elektrizität, 2, Übungen, 2. — **Gans:** Atom- und Molekularphysik, 4; Selbständige Arbeiten in experimenteller und theoretischer Physik (mit Stuart), tägl. g; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann und Stuart), 14tägig, 2, g. — **Stuart:** Atom- und Kernphysik, 1; Übungen im Demonstrieren von physikalischen Versuchen, 1. — **Reichenbächer:** Relativitätstheorie, 2. — **Kretschmann:** Wärmelehre, 4, Übungen, 1, g. — **Errulat:** Geophysik: Massenverteilung und Schwere, 1; Meteorologie: Wettervorhersage, 1; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten, 2, g; Geophysikalisches Praktikum, 1. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 4, Ergänzung, 1; Physikalische Übungen für Anfänger a und b, 4, Ergänzungskurs c (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt und Schütz), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Schütz), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), $1^1/_2$. — **Sommerfeld:** Mechanik der Kontinua, 4, Übungen, $1^1/_2$; Seminar, 2; Spezielle Probleme der Atomphysik, 1, g. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik II: $2^1/_2$. — **Schütz:** Eigenschaften der Materie II, 2. — **N. N.:** Vektorrechnung, als Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1; Kinetische Gastheorie, 2. — **Schmauß:** Meteorologie II, 3, Übungen und Ergänzungen, 1. — **Geiger:** Grundlagen der Kleinklimakunde, 2. —

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik II: Elektrische Ströme, Elektromagnetisches Feld, Elektromagnetische Schwingungen, Ionen, Elektronen, Elektrooptik, 4; Ausgewählte Kapitel der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), tägl. — **Frank:** Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 3; Angewandte Physik einschließlich Elektrotechnik II, 1, Übungen, 2; Feldmessen und Nivellieren für Landwirte, 14tägig, 1, Übungen, 1; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig. — **Meißner:** Technische Physik I: Anwendungen der Thermodynamik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, halb- oder ganztägig. — **N. N.:** Grundzüge der Physik II: Strahlung, Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Elemente der theoretischen Physik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Physik: Grundsätzliche Begriffe, Gesetze und Methoden, 2; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Lehramtsanwärter, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Ammann:** Kinematographie II, mit Vorführungen, 1. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene IV: Elektrizität, Atomphysik, 2. — **Aumann:** Elemente der Wahrscheinlichkeitsrechnung mit Anwendungen, 2. — **Dieckmann:** Luft-Elektrizität, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, ganz- oder halbtägig. — **Huber:** Meteorologie und Klimatologie, 2; Ergebnisse der wissenschaftlichen Ballonfahrten und Flugzeugaufstiege, 1; Probleme der Meteorologie, 1. — **Kulenkampff:** Ausgewählte Fragen der neueren Physik II, 1. — **N. N.:** Schall- und Erschütterungstechnik: Grundgesetze, Meßmethoden, Fälle der Praxis, 14tägig, 2. —

Universität Prag. **Fürth:** Experimentalphysik II, 5, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum, 6, für Mediziner, 3; Übungen über technische Physik, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Blüh und Glaser), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, 15. — **Frank:** Theorie des Elektrons (vom Standpunkt der Wellenmechanik), 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Blüh:** Künstliche Radioaktivität und der Aufbau der Atomkerne, 2; Einige spezielle Fragen aus der neueren Physik, 1; Physikalische Lektüre, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15. — **Glaser:** Einführung in die theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Höhere Optik und Mechanik: Theorie des Elektronenmikroskops, 2; Übungen aus theoretischer Physik, 2. — **Pollak:** Theoretische Meteorologie und Hydrographie II, 3; Meteorologische Statistik, 2; Geophysikalische Statistik, 2; Geophysikalisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, 15; Praktische Übungen mit Instrumenten für geophysikalische Forschungsreisen (mit Sedlmeyer), 6. —

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.